



# Caracterização de Chuveiros Atmosféricos Extensos a Altíssimas Energias.



Luiz Américo de Carvalho

Tese de Doutorado apresentada ao  
*Instituto de Física Gleb Wataghin*  
para obtenção do título de Doutor em Física

Orientador: Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato  
D.R.C.C - I.F.G.W. - Unicamp

Campinas, UNICAMP, 28 de Julho de 2000.

# Banca Examinadora

- Profa. Dra. Carola Dobrigkeit (Orientador) - IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Ronald Cintra Shellard - CBPF
- Prof. Dr. Philippe Gouffon - IF/USP
- Prof. Dr. Luiz Martins Mundim Filho - UERJ
- Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar - IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. José Augusto Chinellato - IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Márcio José Menon - IFGW/UNICAMP

*... Aos meus pais, esta tese é uma realização deles ...*  
*... e à Cris com amor*

# Agradecimentos

Ao meu pai João e à minha mãe Edna, que me deram a educação e a criação que possibilitaram minha escolha pela carreira acadêmica ... demorada e difícil, mas recompensadora.

À Cris pelo carinho, afeto, amor e a imensa paciência em todos esses anos juntos.

À minha família: Ilsa, Iago, Igor, Anderson e Dita & Cia.

À FAPESP pelo suporte financeiro e técnico fundamental para a realização deste trabalho.

À CAPES pelo apoio financeiro nos primeiros onze meses.

À Carola e ao José Augusto pelos anos de convivência e pelos ensinamentos.

Aos professores Escobar, Márcio, Mundim, Philippe e Shellard que se dispuseram prontamente participar da banca examinadora desta tese.

Ao Mário de Castro Souza Jr. pela ajuda importante em todos os problemas computacionais.

Aos professores e funcionários do DRCC, aos funcionários da CPG, aos colegas de sala e do prédio D ... não vou citar para não esquecer ninguém.

# Resumo

Descrevemos neste estudo as principais características da distribuição lateral numérica e de energia de elétrons, fótons e múons de chuviros atmosféricos extensos iniciados por partículas no intervalo de energia  $10^{18}eV$  a  $10^{20}eV$ . Estudamos, também, o comportamento da profundidade do máximo do chuviro, do seu crescimento com a energia e de suas flutuações.

Desenvolvemos, também, um método baseado na correlação entre profundidade do máximo e sinal nos tanques de água, que poderá permitir a estimativa da composição química e se mostrou muito útil, também, para teste de modelos de simulação de chuviros atmosféricos extensos na atmosfera.

Efetuamos, ainda, a simulação da detecção através de um arranjo de tanques de água conforme as exigências da Colaboração Auger e fizemos uma comparação entre dois tipos de revestimento interno do tanque, o primeiro com o revestimento interno do topo, a lateral e a base interna revestidos com *tyvek* e o segundo com o topo preto. Os resultados mostraram enfaticamente a inviabilidade da utilização dos tanques com revestimento interno do topo preto, pois neste caso o número de tanques acionados será muito menor e a calibração da energia pouco pior, comparado com os resultados da simulação com a utilização do revestimento em *tyvek*.

# Abstract

We describe in this study the main characteristics of numerical and energy lateral distribution of electrons, photons and muons in extensive air showers induced by primary particles with energy between  $10^{18}$  and  $10^{19}$   $eV$ . We also study the behavior of the depth of shower maximum, its growth with primary energy and its fluctuations.

We explore the feasibility of estimating primary cosmic ray composition at ultra high energies from the sum of muon, electron and photon densities correlated with the depth of maximum of extensive air showers detected by the Auger Observatory. From the information of the  $X_{max}$ , from the Fluorescence detector and of  $\rho(1000)$ , from the water Čerenkov detectors, we infer the most probable type of primary particle which originated the shower. This method also can be used to test and compare results from experimental data with results from simulations and available interactions models.

We simulate the shower detection by water Čerenkov tanks with the desired characteristics for the Auger Observatory and compare two types of internal covering of the tank. The first one, with a internal covering of the top, a lateral and internal base coated with *tyvek* and another with a black top. The results have emphatically shown the unfeasibility of the tanks with the black top.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução ao estudo de CAE a altíssimas energias</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Técnicas de Medida no Observatório Auger</b>	<b>9</b>
2.1	Detectores de superfície . . . . .	12
2.2	Detectores de luz de fluorescência . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Características da simulação</b>	<b>19</b>
3.1	Interações hadrônicas no MOCCA . . . . .	20
3.2	Sibyll . . . . .	23
3.3	Divisor de energia de Hillas versus Sibyll . . . . .	24
3.4	Simulação diluída e flutuações . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Distribuição longitudinal: profundidade do máximo</b>	<b>28</b>
4.1	Comparação: MOCCA SIBYLL e CORSIKA QGSjet . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Distribuição lateral de energia e número de partículas</b>	<b>33</b>
5.1	Componente muônica e composição química . . . . .	41
5.2	Comparação: MOCCA SYBILL e CORSIKA QGSjet . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Correlação entre as grandezas dos desenvolvimentos longitudinal e lateral</b>	<b>48</b>
6.1	Correlação nos resultados da biblioteca de CAE em Chicago . . . . .	50
<b>7</b>	<b>Simulação do arranjo de tanques</b>	<b>53</b>
7.1	Estudo comparativo da detecção, pelo arranjo de tanques do OPA, entre $10^{18}$ eV e $10^{20}$ eV. . . . .	59
<b>8</b>	<b>Discussão dos Resultados e Conclusões</b>	<b>64</b>
8.1	Perspectivas para as simulações híbridas do Observatório Auger. . . . .	65

## Lista de Figuras

1	Fotos: esquerda - proposta inicial para a disposição do Observatório da Argentina; direita - desenho ilustrativo de um telescópio de luz de fluorescência e um tanque de água. Créditos: Colaboração Auger - <a href="http://www.auger.org/">http://www.auger.org/</a> . . . . .	9
2	Desenho ilustrativo da detecção de um chuveiro atmosférico em conjunto pelos telescópios de luz de fluorescência e o arranjo de tanques com água. Créditos: Colaboração Auger - <a href="http://www.auger.org/">http://www.auger.org/</a> . . . . .	11
3	Fotos do experimento Haverah Park: esquerda - estação central; direita - Após 20 anos um dos detectores foi aberto e a água foi encontrada cristalina. Créditos: Universidade de Leeds - <a href="http://ast.leeds.ac.uk/haverah/havpark.shtml">http://ast.leeds.ac.uk/haverah/havpark.shtml</a> . . . . .	13
4	Mapa do arranjo de tanques utilizado no experimento Haverah Park. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke. . . . .	15
5	Fotos: esquerda - visão aérea do experimento Fly's Eye em Utah; direita - conjunto de espelhos do experimento HiRes (High Resoluton Fly's Eye). Créditos: Colaboração Auger - <a href="http://www.auger.org/">http://www.auger.org/</a> . . . . .	16
6	Gráficos das energias médias por elétron (esquerda) e por múon (direita) em função da distância ao centro do chuveiro. . . . .	26
7	Histogramas da profundidade do máximo para CAE iniciados por prótons e ferro com energia igual a $10^{18}eV$ e $\theta = 0^0$ . . . . .	29



8	Superiores: faixa do desvio padrão da profundidade do máximo ( $g/cm^2$ ) para os modelos MOCCA SIBYLL e CORSIKA QGSjet - Esquerdo: linhas pretas referem-se a chuueiros iniciados por prótons e linhas vermelhas referem-se a chuueiros iniciados por núcleos de Ferro - Direito: linhas verdes referem-se a chuueiros iniciados por prótons e linhas azuis referem-se a chuueiros iniciados por núcleos de Ferro. Inferiores: diferença da profundidade média do máximo entre CAE iniciados por núcleos de ferro e prótons em função da energia do primário. . . . .	32
9	Gráficos da distribuição lateral de número (partículas por metro quadrado) de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuueiros verticais. . . . .	34
10	Gráficos da distribuição lateral de número (partículas por metro quadrado) de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuueiros com ângulo zenital igual $30^\circ$ . . . . .	35
11	Gráficos da distribuição lateral de energia ( $MeV$ por metro quadrado) de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuueiros verticais. . . . .	36
12	Gráficos da distribuição lateral de energia ( $MeV$ por metro quadrado) de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuueiros com ângulo zenital igual $30^\circ$ . . . . .	37
13	Gráficos da razão, entre chuueiros iniciados por núcleos de ferro e protóns, das distribuições lateral de número e energia de elétrons (vermelhos), fótons (verdes) e múons (azuis) para chuueiros verticais. . . . .	39
14	Gráficos da razão, entre chuueiros iniciados por núcleos de ferro e protóns, das distribuições lateral de número e energia de elétrons (vermelhos), fótons (verdes) e múons (azuis) para chuueiros com ângulo zenital igual $30^\circ$ . . . . .	40

15	Gráficos das frações em número dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para chuveiros verticais e energia primária de $10^{18}eV$ (círculos pretos), $10^{19}eV$ (quadrados púrpura) e $10^{20}eV$ (triângulos azuis).	42
16	Gráficos das frações em número dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para chuveiros com ângulo zenital igual $30^\circ$ e energia primária de $10^{18}eV$ (círculos pretos), $10^{19}eV$ (quadrados púrpura) e $10^{20}eV$ (triângulos azuis).	43
17	Gráficos das frações em energia dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para chuveiros verticais e energia primária de $10^{18}eV$ (círculos pretos), $10^{19}eV$ (quadrados púrpura) e $10^{20}eV$ (triângulos azuis).	44
18	Gráficos das frações em energia dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para chuveiros com ângulo zenital igual $30^\circ$ e energia primária de $10^{18}eV$ (círculos pretos), $10^{19}eV$ (quadrados púrpura) e $10^{20}eV$ (triângulos azuis).	45
19	Soma das densidades de múons ( $E > 400MeV$ ), elétrons ( $E > 250MeV$ ) e fótons ( $E > 500MeV$ ) a $981\ m$ do centro do chuveiro em função da respectiva profundidade do máximo. VEM é a abreviação de múons equivalentes verticais.	48
20	Razão entre o número total de múons na profundidade de detecção e a soma das densidades de múons, elétrons e fótons a $621\ m$ do centro do chuveiro.	50
21	Sinal nos tanques, $\rho(600m)$ ( $VEM/m^2$ ), em função da profundidade do máximo ( $g/cm^2$ ). A simulação do arranjo de tanques feita por C.L. Pryke para o OPA com uma biblioteca de 1.000 CAE, com energia entre $10^{19}eV$ e $10^{21}eV$ , simulados com o MOCCA com o valor para o fator de diluição igual a $10^{-7}$ . Obs.: triângulos referem-se a CAE iniciados por prótons e círculos a CAE iniciados por núcleos de ferro.	51

22	Gráficos obtidos após a utilização do programa GENSAMP, para controle dos parâmetros dos CAE que são analisados pelos conjunto de programas para a simulação do conjunto de tanques. . . . .	55
23	Mapa (para um evento específico) dos tanques atingidos por pelo menos uma partícula. . . . .	58
24	Sinais médios ajustados pelo número de múons equivalentes verticais nos tanques em função da energia do primário. Obs.: Pontos fechados indicam CAE iniciados por núcleos de ferro e abertos por prótons. . . . .	62

## Lista de Tabelas

1	Estimativa da resolução de reconstrução para os detectores do OPA[27]. . . . .	10
2	Tabela extraída da página 31 de [41]: Desvio padrão da média do número médio de elétrons, fixando o tempo de CPU utilizado em 1 hora. . . . .	25
3	Valores para a profundidade da primeira interação $X_1$ , profundidade do máximo $X_{max}$ e tempo de CPU para CAE iniciados por prótons e núcleos de ferro no intervalo de energia $10^{18}$ a $10^{20} eV$ com energia de limiar de detecção de $1 MeV$ na profundidade de $870 g/cm^2$ . Para todos os doze conjuntos (de 100 CAE cada) o fator de diluição é igual a $10^{-6}$ . O erro da profundidade do máximo mostrado é igual à largura da gaussiana ajustada aos conjuntos de valores. . .	28
4	Superior - valores para a <i>elongation rate</i> ( $ER$ ). Inferior - valores para a diferença da profundidade média do máximo $\langle X_{max} \rangle$ entre CAE iniciados por ferro e prótons ( $ER \cdot \text{Log}(A_{Fe})$ ). . . . .	30
5	A razão, entre chuveiros iniciados por núcleos de ferro e protóns, da média do número e da energia totais de elétrons, fótons e múons entre $100 m$ e $5.000 m$ do centro do chuveiro. . . . .	41
6	Comparação da taxa de crescimento do número de múons com a energia ( $\beta$ ) e da razão entre as densidades de múons a $600 m$ do centro do chuveiro, para chuveiros com energia $10^{19} eV$ iniciados por núcleos de ferro e protóns apresentada por Nagano e colaboradores [49]. . . . .	47

7	Calibração da energia pelo sinal nos tanques a 600 <i>m</i> e a 1000 <i>m</i> do centro do chuveiro utilizando os tanques com topo preto e de <i>tyvek</i> . Os números entre parênteses referem-se ao valor do desvio padrão da média do sinal utilizado para a calibração da energia. Os valores colocados, na linha de dados de núcleos de ferro, após os valores das flutuações entre parênteses, referem-se à porcentagem das diferenças dos valores de energia calculados para CAE iniciados por núcleos de ferro e prótons em relação a energia desejada ( $E_0$ ). . . . .	61
8	Número - [mínimo,máximo] - de tanques com pelo menos uma partícula e dis- parados utilizando tanques com revestimento interno de topo preto e com <i>tyvek</i> .	61

# 1 Introdução ao estudo de CAE a altíssimas energias

A radiação cósmica é estudada desde o final do século XIX e ainda hoje sua origem e composição não foram completamente determinadas.

Formalmente a existência da radiação cósmica foi comprovada por V. Hess [1, 2] entre 1.911 e 1.912 numa série de vôos estratosféricos de balão que atingiram mais de 5.000 *m* de altitude.

Experimentos realizados, anteriormente, por Elster [3], Geitel [4], Wilson[5] e Cook [6] com câmaras de ionização blindadas por placas de diversas espessuras mostravam a ação de um agente, cuja fonte era desconhecida, capaz de atravessar a matéria e ionizar o gás contido na câmara.

Hess observou que a corrente de íons agia tanto nos vôos diurnos quanto nos vôos noturnos e aumentava à medida que a altitude atmosférica aumentava. Ele concluiu seus trabalhos dizendo que estas correntes eram devidas a uma fonte desconhecida de radiação cósmica, ou seja, proveniente do Cosmo. Kolhörster confirmou [7] estes resultados em vôos que chegaram até 9.000 *m* de altitude.

A existência de partículas carregadas na radiação cósmica foi mostrada em 1.927 [8] em experiências de câmaras de nuvens e em 1.928 [9] com contadores Geiger-Müller.

Sabe-se hoje que estas partículas entram na atmosfera, percorrem uma certa distância e interagem com as moléculas de ar. A seção de choque e portanto a possibilidade de ocorrência desta interação aumentam com a energia e com a massa da partícula.

Nesta interação cerca de 40% a 50% da energia é transferida para um núcleon, denominado líder. Parte da energia restante é transferida para os píons. Na sua grande maioria os píons neutros decaem em fótons antes de interagirem e iniciam o processo denominado cascatas eletromagnéticas. Assim, em média, a cada geração de píons, um terço da energia disponível é transferida para a componente eletromagnética.

Devido ao valor da sua energia nas primeiras gerações, os píons carregados têm suprimido seu decaimento, sofrendo mais freqüentemente interações nucleares e originando uma cascata

de píons.

Após algumas gerações, estes píons carregados têm sua energia diminuída suficientemente, até cerca de 20 GeV, quando a probabilidade para decaírem em múons é predominante frente à probabilidade de interagirem.

O conjunto formado pelos núcleon, líder e demais, e as cascatas eletromagnética, muônica e piônica compõe o fenômeno denominado CAE (Chuveiro Atmosférico Extenso). Este fenômeno foi medido pela primeira vez em 1.938 por Pierre Auger e colaboradores [10]. Usando algumas câmaras de ionização separadas por uma distância de até 300 m, eles demonstraram a correlação temporal e espacial das partículas que chegam ao plano dos detectores. Ele mostraram, também, que o espectro de energia das partículas que iniciam os CAE se estendia até cerca de  $10^{15} eV$ , 5 ordens de grandeza a mais que os resultados anteriores.

Existem cinco tipos de experimentos, classificados segundo o local onde são montado os detectores, que servem para o estudo da radiação cósmica: topo da atmosfera, subterrâneos, em montanha, superfície e telescópios.

Os experimentos no topo da atmosfera são realizados por meio de balões estratosféricos, aviões e satélites. A colaboração JACEE [11] é uma das mais importantes e utiliza câmaras de emulsão em balões. As câmaras de emulsão são calorímetros eletromagnéticos compostos de camadas de placas fotográficas mais espessas que as usadas em fotografia e filmes de raios-X.

Os experimentos subterrâneos mais importantes estão voltados para a detecção de neutrinos solares. Os métodos de detecção mais utilizados são os radioquímicos e o de espalhamento de elétrons. Dentre os mais importantes estão os experimentos Kamiokande [12], no Japão, e o Gallex [13], em Gran-Sasso na Itália.

Para se analisar as interações nucleares ocorridas na atmosfera utilizam-se os experimentos expostos em montanha, pois ocorrerão poucas interações secundárias até a detecção. Além disso, há uma melhor resolução angular e espacial e o limiar de energia é alto<sup>1</sup>. Uma das mais importantes colaborações é a CBJ (Colaboração Brasil-Japão) [14].

---

<sup>1</sup>fótons e hádrons são detectados com energias acima de algumas unidades de  $TeV$

Na região de altíssimas energias<sup>2</sup> o fluxo de partículas diminui sensivelmente. Acima de  $10^{18}eV$ , chega apenas uma partícula por semana em uma área de 1 quilômetro quadrado. Por este motivo, utiliza-se, na sua detecção, um arranjo ou rede de detectores espalhados por uma extensa área. Geralmente, estes arranjos detectam elétrons, fótons e múons que são resultado da repetição sucessiva dos processos de colisões na atmosfera. Pode-se medir também a componente hadrônica dos CAE com a inclusão de calorímetros hadrônicos.

A construção de arranjos de detectores de superfície tornou-se possível em 1.953. Bassi, Clark e Rossi [15] mostraram que com estes arranjos poder-se-ia reconstruir a direção de incidência de CAE pelas diferenças de tempo de disparo dos detectores.

O primeiro grande arranjo de detectores foi montado por Linsley e Scarsi em Volcano Ranch, Novo México, nos Estados Unidos, com  $8\text{ km}^2$  de área e entrou em operação em 1.959 [16].

Outros detectores de grande porte foram construídos durante estes quarenta anos, entre eles o arranjo de tanques com água em Haverah Park, no Reino Unido, [17, 18], o arranjo SUGAR na Austrália [19], em Yakutsk, na antiga União Soviética [20] e o maior arranjo de detectores construído na década de 90, no Japão, o experimento AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) [21].

Um grande avanço foi dado nos anos 80 com a construção do experimento Fly's Eye, em Utah, nos Estados Unidos. Neste experimento os CAE são detectados pela luz de fluorescência produzida pelas moléculas de nitrogênio, excitadas pela passagem das partículas do CAE, presentes na atmosfera. Esta técnica tem uma grande vantagem frente aos grandes arranjos de superfície: depende muito menos dos modelos utilizados no desenvolvimento dos CAE e dos detectores. Na última Conferência Internacional de pesquisadores de Raios Cósmicos (26<sup>a</sup>. ICRC), realizada em Salt Lake City nos Estados Unidos, foram apresentados resultados preliminares do HiRes (High Resolution Fly's Eye) [22]. Este detector é uma atualização do experimento original do Fly's Eye.

O interesse por raios cósmicos a altíssimas energias deve-se, muito, ao Corte GZK [23, 24].

---

<sup>2</sup>acima de  $10^{17}eV$



Em dois trabalhos teóricos independentes de 1.966, Greisen e Zatsepin e Kuzmin propuseram a supressão de raios cósmicos com energia acima de  $5,0 \times 10^{19} eV$ . Esta supressão se deve às características das interações dos prótons (ou núcleos) com a radiação de fundo, remanescente do Big-Bang. O coeficiente de atenuação característico para os prótons acima de  $10^{20} eV$  é maior que 50 Mpc, que é a distância percorrida pela luz em 150 milhões de anos. Esta afirmação limita a distância das possíveis fontes destas partículas que devem estar cosmologicamente próximas à Terra. Por exemplo, o centro do aglomerado de Virgo, que inclui a nossa galáxia, fica a 20 Mpc distante.

Os trabalhos teóricos sobre o corte GZK entram em contradição com os dados experimentais. Em 1.962, um evento [25], com energia de  $10^{20} eV$ , já havia sido registrado pelo experimento Volcano Ranch. Em outubro de 1.991, o experimento Fly's Eye registrou o evento de maior energia detectado até hoje, de  $3,2 \times 10^{20} eV$  [26].

Os experimentos AGASA, Fly's Eye, Haverah Park, Volcano Ranch e Yakutsk registraram ao todo cerca de duas dezenas de eventos [27] acima deste corte na últimas três décadas. Infelizmente, este reduzido número de eventos acima de  $5,0 \times 10^{19} eV$  torna muito difícil responder sem equívocos as intrigantes questões sobre a existência de raios cósmicos a altíssimas energias.

Em 1.995, um grupo de físicos de quinze países organizou, com o objetivo de um estudo mais preciso dos eventos de altíssimas energias, a Colaboração Pierre Auger, assim denominada em homenagem ao descobridor dos CAE.

A Colaboração Pierre Auger construirá dois observatórios: um no hemisfério sul, na província de Mendoza na Argentina, e, futuramente outro, no hemisfério norte, em Utah nos Estados Unidos.

Para efetuar a detecção das partículas que iniciam CAE a altíssimas energias, o OPA (Observatório Pierre Auger) utilizará duas técnicas conjuntas que foram usadas separadamente nos experimentos Haverah Park [17, 18] e Fly's Eye - Utah [28], utilizando respectivamente, detectores de superfície (arranjo de tanques para detectar a radiação Čerenkov na água) e

telescópios que medem a emissão de luz de fluorescência na atmosfera.

O cronograma para a construção do Observatório Auger na Argentina prevê o início de observações no ano de 2001. A primeira fase de tomada de dados se iniciará com um arranjo de 40 tanques com água e um telescópio de fluorescência (chamado de *olho 1*), com um campo de visão  $30^0 \times 30^0$  dirigido para o arranjo de tanques. Esta fase é a chamada fase do protótipo. A conclusão das instalações e entrada completa em funcionamento está prevista para 2003.

As contribuições do OPA para responder as questões em aberto são, basicamente, melhorar as medidas do fluxo de partículas a altíssimas energias e da direção de entrada. Com uma melhor base de dados, espera-se poder estimar melhor o tipo de partícula que incide na atmosfera com tal energia e, desta forma, encontrar suas fontes no Universo.

A caracterização de CAE é um processo muito abrangente. As principais grandezas de um CAE que podem ser obtidas são a energia e a direção de chegada. Este processo envolve o estudo dos modelos teóricos das interações hadrônicas e as suas diferenças, pois estes modelos são utilizados, por exemplo, na reconstrução da energia da partícula primária através dos sinais obtidos nos tanques com água. Esta reconstrução está descrita na seção 2.

Os modelos de interação hadrônica são uma questão em aberto no estudo de CAE, pois estes modelos foram construídos para representarem o comportamento das interações em energias duas<sup>3</sup> ordens de grandeza menores que o valor do corte GZK. Esta extrapolação tem consequências limitadas, mas importantes, no estudo de CAE, pois apenas as primeiras gerações do CAE terão energias, no centro de massa, suficientemente maiores que os valores daquelas estudadas em aceleradores.

As medidas mais precisas da composição química primária são realizadas no topo da atmosfera. Estes experimentos mostram que a radiação cósmica é composta basicamente de núcleos de átomos, elétrons e fótons.

Os núcleos de hidrogênio são maioria para energias menores que  $10^{17}$  eV, mas existem

---

<sup>3</sup>Os experimentos em aceleradores estudam as interações hadrônicas até  $\sqrt{s} \simeq 2TeV$ , enquanto o OPA estudará interações com energia da ordem de  $140 TeV$ , no sistema centro de momento.

também alguns núcleos mais pesados. Esta situação se inverte para as energias acima de  $10^{17} \text{ eV}$ , segundo os resultados do experimento Fly's Eye [29], enquanto os resultados do experimento AGASA não apresentam nenhuma mudança na composição química primária nestas energias.

Não existem partículas instáveis na radiação primária, pois estas partículas têm alta probabilidade de decaírem. Assim, não há mésons, píons, káons e múons na radiação primária. Uma pequena fração de antiprótons e antinúcleos é esperada.

A grande parte dos raios cósmicos de menor energia vem do Sol ou da nossa galáxia. Acima de  $10^{20} \text{ eV}$  acredita-se que essas partículas sejam prótons. Os núcleos de átomos são também candidatos, mas estes devem interagir mais com a radiação de fundo que os prótons, além de necessitarem de um mecanismo de aceleração mais potente.

Existe ainda a possibilidade de fótons produzirem CAE a altíssimas energias, mas nestas energias, o efeito LPM (Landau, Pomeranchuk e Migdal) reduz as seções de choque eletromagnéticas e, assim, o perfil do desenvolvimento longitudinal é muito mais profundo que um CAE iniciado por prótons de mesma energia.

Um trabalho publicado recentemente [30] discute a possibilidade dos fótons interagirem com o campo magnético terrestre a milhares de quilômetros da atmosfera e, assim, produzirem pré-chuveiros. Na atmosfera os filhos destes fótons, produzidos no pré-chuveiro, dariam início a um CAE com o desenvolvimento longitudinal semelhante ao de um CAE iniciado por prótons. Entretanto, o sinal no arranjo de tanques com água será muito menor comparado ao sinal de um CAE iniciado por prótons.

O evento de maior energia visto até hoje, com energia de  $3,2 \times 10^{20} \text{ eV}$ , indica que a origem deve estar a menos de 20 Mpc da Terra. Porém, a direção de chegada deste evento não aponta para nenhum objeto celeste conhecido.

Existem alguns métodos para estimar a composição química primária dos CAE. Estes métodos estão intrinsicamente ligados à técnica de detecção utilizada e aos modelos de interação das partículas considerados na simulação.

Os métodos atuais de determinação da composição química de CAE baseiam-se no estudo:

- das flutuações na profundidade do máximo;
- do aumento da profundidade do máximo em função da energia do primário;
- da razão entre as componentes muônica e eletromagnética no desenvolvimento lateral do CAE.

Infelizmente, as medidas dos experimentos Haverah Park e Fly's Eye não permitem uma estimativa da composição química evento a evento, mas apenas a composição média num determinado intervalo de energia. Sokolski e colaboradores apresentam um artigo detalhado com este objetivo, que serve de guia de referência dos experimentos existentes, seus resultados e métodos para caracterizarem as partículas primárias que iniciam CAE a altíssimas energias.

Sokolski [31] mostra que as flutuações na profundidade do máximo são menos sensíveis às incertezas nos modelos de interação que seus valores absolutos. Analisando medidas dos experimentos Haverah Park e Fly's Eye, ele conclui que é impossível distinguir entre duas misturas de núcleos de ferro e prótons primários (30% de prótons em uma, 80% noutra), entretanto, é excluída a possibilidade de uma composição pura, ou de prótons, ou de núcleos de ferro.

A razão entre a densidade de múons e a densidade da componente eletromagnética a uma dada distância do centro do chuveiro é um parâmetro sensível à composição do primário. Alguns estudos [32] mostram que, em média, esta razão é cerca de 60 % maior para CAE iniciados por núcleos de ferro, em relação aos iniciados por prótons, para uma mesma energia do primário. Mas este método é muito dependente da dificuldade experimental na distinção das componentes muônica e eletromagnética nos tanques Čerenkov.

Estima-se [27] que o OPA poderá separar as medidas da densidade de múons e da densidade eletromagnética através das diferenças individuais dos pulsos dos múons e elétrons nos tanques com água quando estes estão suficientemente longe do centro do CAE.

O estudo da diferença dos pulsos entre os sinais das densidades muônica e eletromagnética poderá, também, permitir uma estimativa da energia melhor que apenas com o uso da técnica do  $\rho(600)$  de Hillas.

Uma breve explicação das técnicas experimentais utilizadas pelo OPA será apresentada na seção 2.

Na seção 3 apresentarei as características do programa de simulação por Monte Carlo de CAE na atmosfera. Os modelos de interação utilizados são discutidos na seção 3.1.

Os dados da simulação dos CAE, descrita na seção 3, serão analisados nas seções 4 e 5. Estes dados serão utilizados na simulação do arranjo de tanques, a ser apresentada na seção 7.

O comportamento da densidade do número e da energia para elétrons, fótons e múons, entre  $10^{18}$  e  $10^{20}$   $eV$ , em função da distância ao centro do chuveiro, é mostrado na seção 5.

Apresentamos, ainda, na seção 4, um estudo do comportamento da profundidade do máximo do chuveiro, do seu crescimento com a energia e de suas flutuações entre  $10^{18}$  e  $10^{20}$   $eV$ .

Na seção 6 apresentamos um método baseado na correlação entre profundidade do máximo e sinal nos tanques com água, que poderá permitir a estimativa da composição química e que se mostrou muito útil, também, para teste de modelos de simulação de CAE na atmosfera.

A simulação da detecção de CAE através do arranjo de tanques com água utilizando o programa AGASIM (*AGAsa SIMulation*) [33] é apresentada na seção 7. Este programa foi utilizado nas simulações do OPA contidas no *Design Report* [27] da colaboração.

## 2 Técnicas de Medida no Observatório Auger

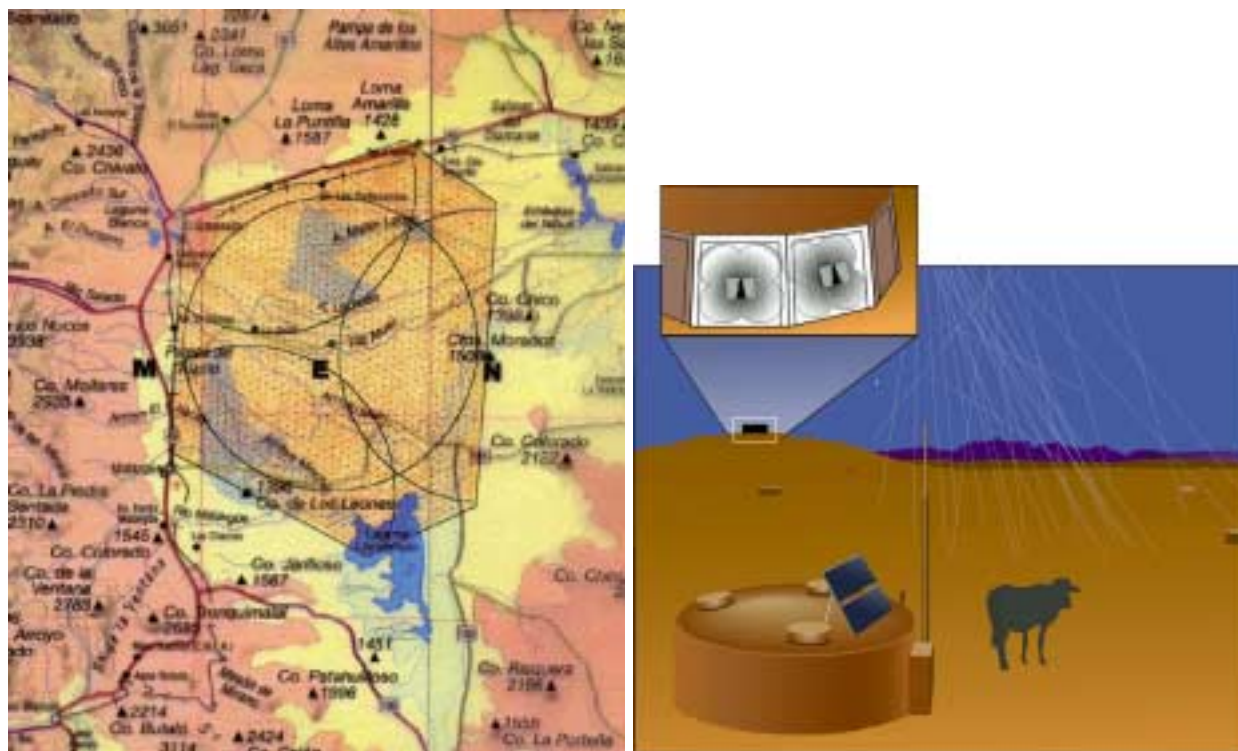


Figura 1: Fotos: esquerda - proposta inicial para a disposição do Observatório da Argentina; direita - desenho ilustrativo de um telescópio de luz de fluorescência e um tanque de água. Créditos: Colaboração Auger - <http://www.auger.org/>.

A Colaboração Auger surgiu em encontros de pesquisadores de raios cósmicos ocorridos em Paris, na França, em 1.992, em Adelaide, na Austrália, em janeiro de 1.993 e em Tóquio, no Japão, em setembro de 1.993. Oficialmente a Colaboração nasceu com um estudo que durou cerca de seis meses no Fermilab, nos Estados Unidos. Após este período, uma proposta [27] foi produzida e formalizada em novembro de 1.995 em Paris.

A Colaboração Auger utilizará duas técnicas conjuntas para efetuar a caracterização das partículas que iniciam CAE a altíssimas energias. A proposta inicial para a disposição do Observatório da Argentina é mostrada na figura 1 e um desenho ilustrativo da detecção conjunta pelas duas técnicas é mostrado na figura 2.

Estas técnicas foram usadas separadamente nos experimentos Haverah Park [17, 18] e Fly's

Eye - Utah [28], utilizando respectivamente, detectores de superfície (tanques com água ou detectores Čerenkov) e telescópios de luz de fluorescência.

A proposta da Colaboração é construir dois observatórios, um no hemisfério sul e, posteriormente outro no norte, cobrindo uma área de cerca de  $6.000 \text{ km}^2$ . O detector de superfície é formado por 1.650 detectores Čerenkov com  $10 \text{ m}^2$  de área e  $1,2 \text{ m}$  de profundidade, dispostos num arranjo hexagonal com um espaçamento de  $1,5 \text{ km}$  entre cada tanque. Um telescópio central e três periféricos serão instalados. O arranjo de tanques será interligado utilizando a tecnologia digital de rádio e a sincronização dos tanques será feita utilizando o sistema GPS (Global Positioning System). A topologia da região onde será construído o Observatório está em estudo e uma das propostas para o observatório na Argentina, que deve entrar em funcionamento parcial em janeiro de 2001, é mostrada na figura 1. Cada tanque será mantido em funcionamento por sistemas que utilizam baterias carregáveis pela energia solar.

Utilizando estas técnicas pode-se obter, pelos tanques de superfície, a energia do primário e a direção de entrada. Pelo conjunto de telescópios de luz de fluorescência, obtemos, além da direção de entrada, a fração da energia do primário que foi para a parte eletromagnética e a profundidade do máximo.

	$10^{19} \text{ eV}$ Superf.	$10^{19} \text{ eV}$ Superf. e Fluor.	$10^{20} \text{ eV}$ Superf.	$10^{20} \text{ eV}$ Superf. e Fluor.
$\theta$	$2,0^0$	$0,35^0$	$1,0^0$	$0,36^0$
Centro	$80 \text{ m}$	$29 \text{ m}$	$40 \text{ m}$	$29 \text{ m}$
Energia	$18 \%$	$4,2 \%$	$7 \%$	$2,5 \%$
$X_{max}$		$17 \text{ g/cm}^2$		$15 \text{ g/cm}^2$

Tabela 1: Estimativa da resolução de reconstrução para os detectores do OPA[27].

Com o uso conjunto destas técnicas espera-se aumentar a precisão dos eventos de altíssimas energias a serem detectados. Uma estimativa da resolução de reconstrução para os detectores do OPA é mostrada na tabela 1. É importante salientar que apenas 10% dos eventos detectados serão *vistos* conjuntamente pelos dois tipos de detector, pois a utilização do telescópio de luz

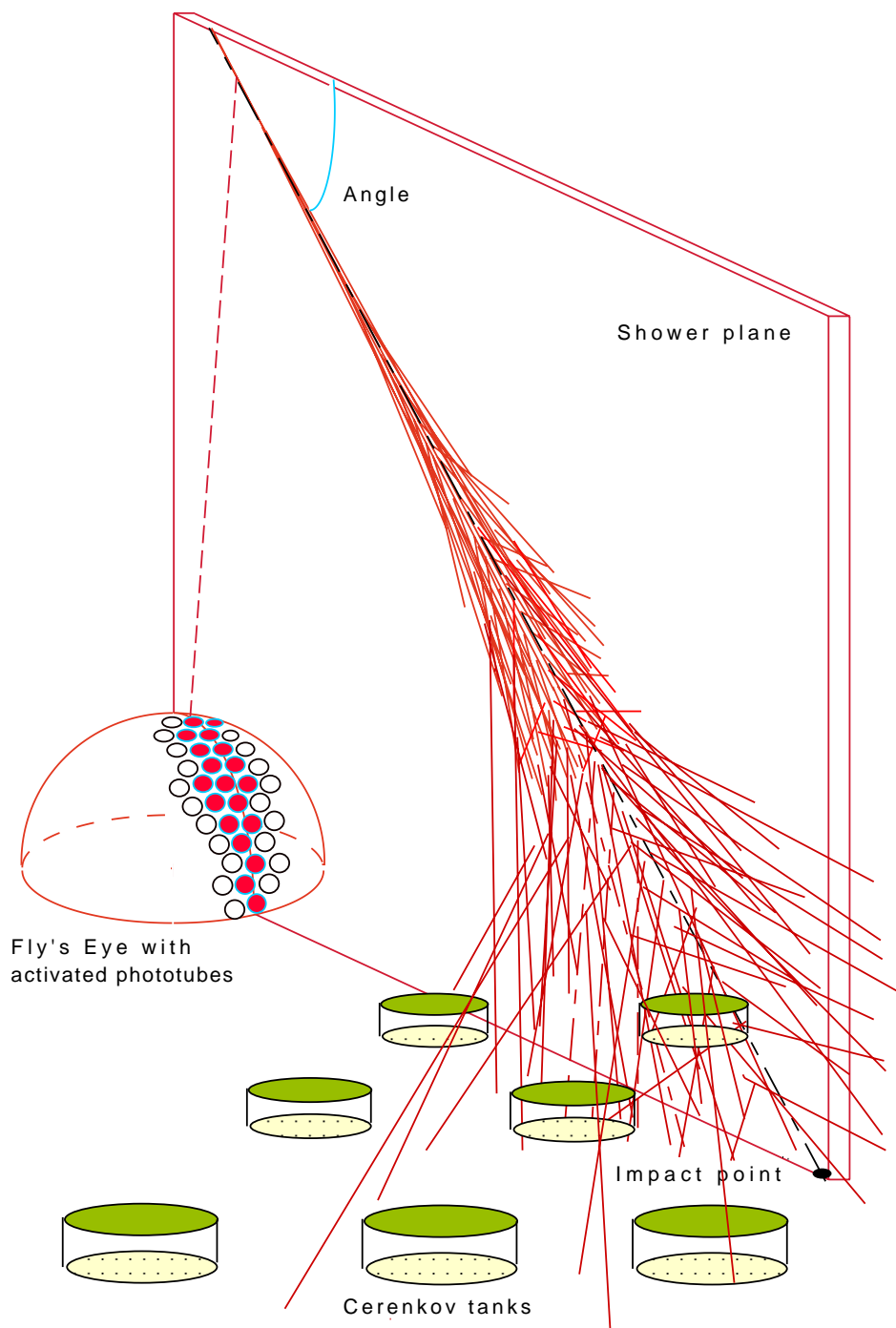


Figura 2: Desenho ilustrativo da detecção de um chuvaire atmosférico em conjunto pelos telescópios de luz de fluorescência e o arranjo de tanques com água. Créditos: Colaboração Auger - <http://www.auger.org/>.



de fluorescência é restrita a noites sem lua.

O OPA será muito importante, e se diferencia dos experimentos construídos anteriormente, para o melhor modelamento das interações hadrônicas, pois através da técnica de detecção de luz de fluorescência, estima-se a energia da partícula primária por uma relação do tipo calorímetro. Esta estimativa da energia não depende da utilização de um modelo de interação hadrônica. Assim, o valor calculado poderá ser comparado ao valor obtido na reconstrução da energia através do desenvolvimento lateral do CAE com o uso do sinal medido nos tanques com água, medida esta que depende fracamente da escolha inicial de um modelo para as interações hadrônicas.

Apresentarei uma explicação sucinta dos experimentos Haverah Park e Fly's Eye. As informações mais detalhadas sobre estas técnicas podem ser encontradas nos trabalhos de divulgação dos experimentos [17, 18, 28] e também num trabalho de revisão de Pierre Sokolski e colaboradores [31].

## 2.1 Detectores de superfície

Simplificadamente os detectores de superfície medem a densidade das partículas na profundidade de detecção. No experimento Haverah Park especificamente, media-se o sinal nas fotomultiplicadores devido à emissão de radiação Čerenkov dos múons, elétrons (pósitrons) e fótons (par elétron/pósitron) que atravessam os tanques. Existe, também um fluxo de neutrons que, geralmente, são sub-relativísticos e, por isso, chegam com um atraso em relação à frente do chuveiro, e um grande número de fótons gerados por Čerenkov atmosférico que podem contribuir para o sinal medido. O fluxo de hádrons é desprezível a mais de 50  $m$  do centro do chuveiro.

Os tanques em Haverah Park têm 1,2  $m$  de altura e área de 1 a 34  $m^2$ . Eles são preenchidos por água, revestidos internamente por uma tinta refletora difusa e na parte superior encontram-se fotomultiplicadoras que medem os fótons emitidos pela emissão Čerenkov na água.

Esta técnica foi escolhida pelo OPA por ser pouco influenciada pela profundidade atmosférica



Figura 3: Fotos do experimento Haverah Park: esquerda - estação central; direita - Após 20 anos um dos detectores foi aberto e a água foi encontrada cristalina. Créditos: Universidade de Leeds - <http://ast.leeds.ac.uk/haverah/havpark.shtml>.

do experimento, permitir a detecção numa abertura maior de ângulo sólido e proporcionar uma maior eficiência de coleta de dados por unidade de tanque. Além disso, são fundamentais para a escolha os vinte anos de funcionamento do arranjo de cerca de duzentos tanques em Haverah Park e o baixo custo destes detectores comparado ao de outras técnicas.

A reconstrução de CAE pelos detectores de superfície envolve o ajuste de uma FDL (função de distribuição lateral) das densidades de partículas. A FDL ajustada aos dados do experimento Haverah Park por C. L. Pryke [33] é da forma:

$$\begin{aligned}
 \rho(R) &= k \cdot R^{-(\eta + \frac{R}{R_0})}, R < 800m \\
 \rho(R) &= k \cdot R^{-(\eta + \frac{R}{R_0})} \cdot (\frac{R}{R_1})^\beta, R > 800m \\
 \eta &= 3,49 - 1,29 \cdot \sec(\theta) + 0,165 \cdot \text{Log}(\frac{E}{10^{17}eV}) \\
 R_0 &= 4000 \quad R_1 = 800 \quad \beta = 1,03
 \end{aligned} \tag{1}$$

sendo  $R$  a distância ao centro do chuveiro, dada em metros. Esta função foi ajustada para  $\theta < 45^\circ$  e  $10^{17} < E < 5 \cdot 10^{18} \text{ eV}$ .

A densidade  $\rho(R)$  é dada em unidades de VEM (múons equivalentes verticais) por  $m^2$  (metros quadrados) e é obtida dividindo-se o sinal total medido pelas fotomultiplicadoras pelo valor médio do sinal de um múon entrando no tanque verticalmente.

Assim, considerando a atenuação do CAE pela atmosfera, define-se uma relação de densidade dada pela relação:

$$\rho(600) = \rho_\lambda(600)e^{-(\sec(\theta)-1)1.018/\lambda} \quad (2)$$

sendo  $1.018 \text{ g/cm}^2$  a profundidade atmosférica do experimento Haverah Park e  $\rho_\lambda(600)$  o sinal medido pelos detectores Čerenkov a  $600 \text{ m}$  do centro do chuveiro. O valor medido do coeficiente de atenuação  $\lambda$  é igual a  $760 \pm 40 \text{ g/cm}^2$ .

A energia do primário é diretamente proporcional ao valor de  $\rho_\lambda(600)$ , e é dada pela expressão:

$$E = 7,04 \times 10^{17} \rho_\lambda(600)^{1,018} \text{ eV} \quad (3)$$

A. M. Hillas [34], usando modelos simples, mostrou que este parâmetro é uma medida fracamente dependente da composição do primário.

A direção de chegada do chuveiro é calculada pela diferença de tempos de acionamento dos tanques.

Foi mostrado [27, 33] que as simulações da detecção de CAE concordam satisfatoriamente com os resultados das parametrizações mostradas acima e obtidas do experimento Haverah Park.

O OPA será construído em uma altitude maior (ou, profundidade menor),  $870 \text{ g/cm}^2$ , que o experimento Haverah Park,  $1018 \text{ g/cm}^2$ . Desta forma, as parametrizações apresentadas acima precisarão de modificações para a melhor reconstrução dos eventos a serem detectados pelo OPA. Por exemplo, estima-se [27] em  $1 \text{ km}$ , e não  $600 \text{ m}$ , a distância ao centro do chuveiro

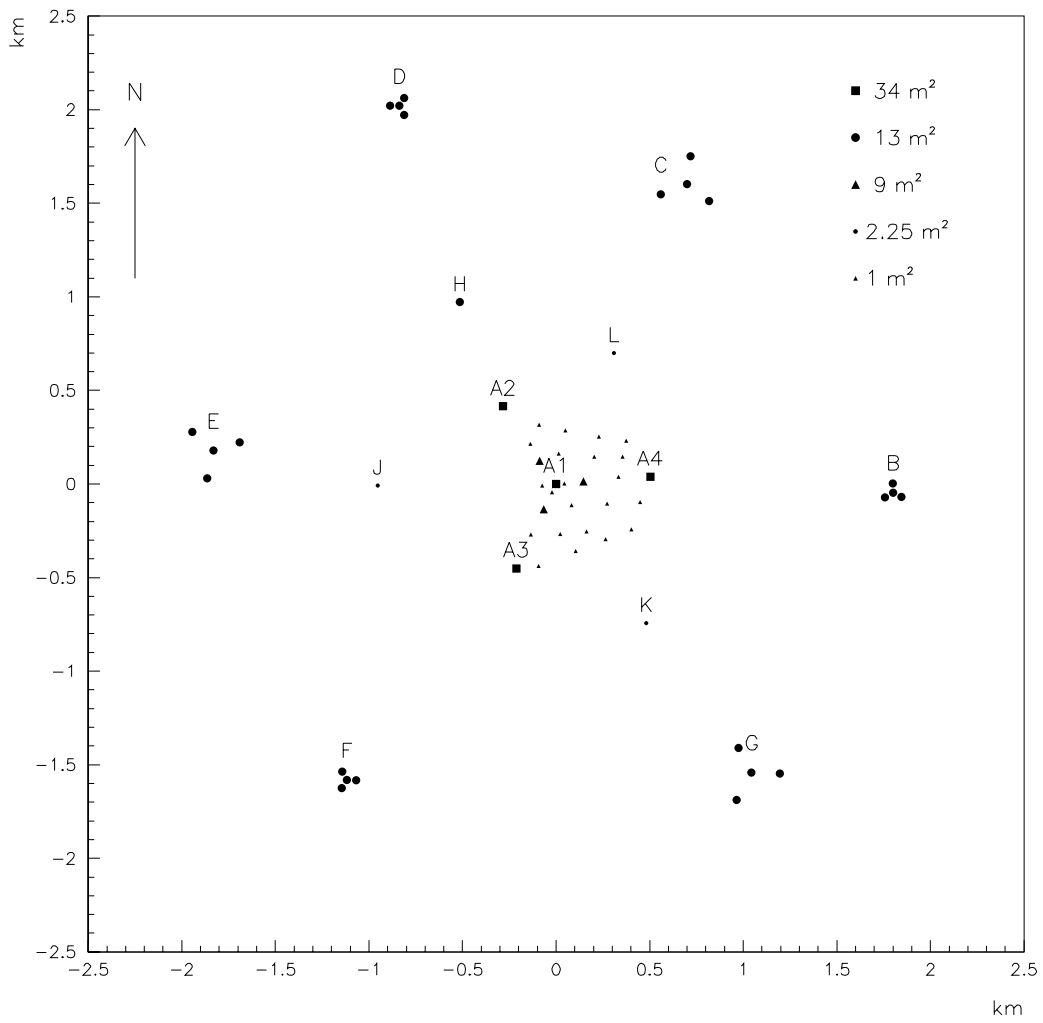


Figura 4: Mapa do arranjo de tanques utilizado no experimento Haverah Park. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke.

que deverá ser utilizada para os cálculos da reconstrução dos eventos a altíssimas energias do OPA. Outra alteração, é o valor de  $\lambda$ , que é o coeficiente de atenuação, cujo valor depende da profundidade atmosférica e da distância ao centro do chuveiro.

## 2.2 Detectores de luz de fluorescência

Um grande avanço na detecção de CAE foi dado nos anos 80 com a construção do experimento Fly's Eye, em Utah, nos Estados Unidos, baseado na idéia original de Greisen [35] de medir a luz de fluorescência emitida pelas moléculas da atmosfera quando excitadas pela passagem das partículas do chuveiro e com esta medida reconstruir as características da partícula primária.



Figura 5: Fotos: esquerda - visão aérea do experimento Fly's Eye em Utah; direita - conjunto de espelhos do experimento HiRes (High Resoluton Fly's Eye). Créditos: Colaboração Auger - <http://www.auger.org/>.

Os detectores deste experimento são um conjunto de telescópios de luz de fluorescência que medem a luz emitida pela excitação das moléculas de nitrogênio na atmosfera. Esta emissão isotrópica é muito pequena [28], mas devido ao enorme número de partículas que a produzem, é possível uma detecção a longas distâncias do centro do chuveiro.

No experimento Fly's Eye, originalmente, as medidas eram feitas por um conjunto de doze

ou catorze fotomultiplicadoras colocadas no foco de um espelho côncavo de  $1,5m$  de diâmetro. Cada espelho *vê* uma pequena abertura angular do céu. Assim, monta-se um conjunto de 67 espelhos que *enxergam* juntos  $360^0$  em azimute, formando o que é denominado *olho de mosca*. A imagem do céu *vista* pelos telescópios é formada de maneira semelhante à visão das moscas, de onde vem a inspiração para o nome do experimento.

Em 1986, um segundo conjunto, ou olho, de telescópios foi montado a  $3,3km$  de distância do primeiro para cobrir apenas  $180^0$ . Estes dois conjuntos de telescópios de luz de fluorescência podem trabalhar sozinhos ou em conjunto, na denominada visão estéreo.

O número de fótons de fluorescência emitidos por elétron e por metro é muito próximo de uma constante para a maior parte das situações na observação. Esta razão varia, em média, menos que 12% do valor  $4,8$  fótons/elétrons/ $m$  num espaço de  $20\ km$  a uma dada altitude [27].

Esta relativa constância é o grande trunfo da utilização desta técnica onde a intensidade da luz de fluorescência que chega num espelho é diretamente proporcional ao número de partículas da componente eletromagnética que excitaram as moléculas de nitrogênio e, assim, à emissão de fótons de fluorescência. O conjunto de sinais nos espelhos permite obter a medida do número de partículas da parte eletromagnética em função da profundidade atmosférica em que foram produzidos.

O Fly's Eye é o único detector capaz de caracterizar o desenvolvimento longitudinal do chuvereiro. Desta forma, pode-se estimar a energia do primário pela relação:

$$E_{eletromag.} = \frac{E_c}{X_0} \cdot \int_0^{t_{detec}} N_t \cdot dt \quad (4)$$

onde  $t$  é a profundidade atmosférica,  $E_c = 81MeV$  é a Energia Crítica, definida como a energia abaixo da qual a partícula irá perder toda sua energia em colisões em um Comprimento de Radiação ( $X_0 = 37,1g/cm^2$  no ar).

Esta relação nos dá apenas a fração da energia do primário que foi para a parte eletro-

magnética. Em média, cerca de 5% (próton) a 15% (Fe) da energia é transferida para os múons e neutrinos [27].

Caracterizando o desenvolvimento longitudinal pode-se, também, estimar a profundidade do máximo ( $X_{max}$ ). A direção de chegada do chuveiro, neste caso, é calculada analisando-se a seqüência do conjunto de espelhos acionados.

### 3 Características da simulação

A simulação de CAE é feita pelo Método de Monte Carlo [36] a partir de um modelamento dos processos físicos envolvidos.

O programa MOCCA foi construído por A.M. Hillas na década de 70 e revolucionou a simulação de CAE ao apresentar uma técnica que faz o acompanhamento de uma fração das partículas do chuveiro, denominada simulação diluída. Este procedimento diminui suficientemente o tempo computacional utilizado e torna possível a simulação completa do processo.

O modelo utilizado para a divisão da energia nas interações hadrônicas foi construído para corresponder aos resultados de aceleradores de alvo fixo. Este algoritmo utiliza o Modelo de Superposição nas interações núcleo-núcleo. Um núcleo com energia  $E_0$  e  $A$  núcleons correspondem a  $A$  colisões de núcleons com energia  $E_0/A$ . O algoritmo considera, também, que o livre caminho de interação é o do núcleon. Este procedimento reproduz corretamente grandezas aditivas com o número de partículas no nível de detecção. O mesmo não acontece com  $X_{max}$  (profundidade com maior número de partículas).

O pacote Sibyll [37] é utilizado para a simulação das interações hadrônicas das partículas com energia maior que  $200 \text{ GeV}$ .

O programa MOCCA leva em consideração também os processos fundamentais das interações eletromagnéticas [36, 38], a influência do campo magnético terrestre [36] e o modelamento da atmosfera feito por Linsley [39].

Foram simulados CAE verticais e com ângulo zenital igual a  $30^\circ$ , iniciados por prótons e núcleos de ferro, no intervalo de energia  $10^{18}$  a  $10^{20} \text{ eV}$ , com energia de limiar de detecção e profundidade de detecção pertinentes ao OPA. Para todos os doze conjuntos (de 100 CAE cada) o fator de diluição é igual a  $10^{-6}$ .

Adaptamos a versão utilizada por C.L. Pryke do programa MOCCA para máquinas DEC Alpha Server 4100 com 4 CPUs de 400 MHz, 4 GB de memória RAM, sete discos de 4,3 GB funcionando com o sistema operacional Digital Unix 4.0b.



Desenvolvemos vários *shell script* (arquivos textos contendo comandos Unix) que controlam a simulação tornando factível a simulação chuvaire a chuvaire. Esta melhoria tornou a utilização do pacote MOCCA um processo menos penoso para o usuário. Até então, o usuário precisava ser um enfermeiro que cuida de um paciente durante as 24 horas do dia.

Computacionalmente, este arquivo inicializa um novo processo para cada chuvaire. Se algum problema ocorrer, o processo é abortado e uma mensagem eletrônica contendo a mensagem de erro é enviada ao usuário. Assim, para resolver qualquer problema, o usuário pode recomeçar o último processo abortado. Cada saída de dados, composta por um arquivo resumo e pela lista das partículas, é numerada sequencialmente com números de 4 dígitos.

Durante a adaptação alguns *bugs* foram encontrados, entre estes o mais grave encontrado foi um erro na subrotina “Procedure Interpmax” que ajusta o número de partículas por uma função do tipo  $A(e^{+Bx})(x^C)$ , onde  $x$  é a profundidade atmosférica.  $A$ ,  $B$  e  $C$  são os parâmetros livres ajustáveis. Este ajuste é feito para nove valores de profundidade atmosférica, quatro antes e quatro depois da profundidade com maior número de partículas. O número de partículas é estimado a cada  $10 \text{ g/cm}^2$  desde o topo da atmosfera até a profundidade de detecção.

A realização deste ajuste freqüentemente não é satisfatória, e em alguns CAE pode provocar erro e parar a execução do programa. Este problema ocorre quando a profundidade do máximo do chuvaire ocorrerá depois da profundidade de detecção ( $850 \text{ g/cm}^2$ ). Neste caso, ocorre uma *float exception*, especificamente uma divisão por zero, quando da realização do ajuste.

### 3.1 Interações hadrônicas no MOCCA

O modelo utilizado por Hillas para divisão da energia nas interações hadrônicas é denominado Divisor de energia de Hillas (*Energy Splitting*) [40]. Este algoritmo de fragmentação múltipla foi construído originalmente para descrever os resultados obtidos em aceleradores de alvo fixo no final da década de 70. Algumas modificações foram efetuadas gerando uma versão mais atualizada, MOCCA92 [41, 42], que se baseia no seguinte procedimento:

Núcleon primário (Energia  $E_0$ ):

- (1) Dividir a energia do primário randômicamente em duas partes A e B.
- (2) A energia do núcleon líder será  $A = E_0 x$ . A fração  $x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) com uma distribuição uniforme da média  $\langle x \rangle = 1 - K_p$ , sendo  $K_p$  a inelasticidade. Na versão MOCCA92 a inelasticidade média foi alterada de 50% para 59% .
- (3) Dividir a energia  $B = E_0(1 - x)$  em duas partes  $A'$  e  $B'$  com uma distribuição uniforme. Cada uma das duas partes é subdividida em outras duas:  $A' = A_1' + A_2'$  e  $B' = B_1' + B_2'$  da mesma maneira. Até aqui temos  $J = 2^N$  partes, onde  $N = 2$ . Na versão MOCCA92  $J$  pode variar de quatro a oito. Isto é feito da seguinte maneira: cada uma das quatro partes ( $A_1'$ ,  $A_2'$ ,  $B_1'$  e  $B_2'$ ) tem uma probabilidade  $P^*$  de ser dividida em duas partes (sempre uniforme).
- (4) A energia dos  $J$  pedaços de energia é dividida em duas partes uniformemente. Uma parte é atribuída a um pión (com iguais probabilidades para as três cargas - 0,1 e -1) e a energia remanescente é subdividida em outras duas partes: uma delas é designada a um pión e a outra parte entra em um processo recursivo. A divisão termina quando a energia remanescente é menor que a massa do pión<sup>4</sup>.

Neste algoritmo temos dois parâmetros: a inelasticidade  $K_p$  que dá a fração da energia que não é transferida para a núcleon líder e a probabilidade  $P^*$  que determina a forma do espectro do pión: quando  $x \rightarrow 0$ , o espectro do pión tem a expressão  $\propto (1 - x)^3$  se  $P^* = 0$ ; e  $\propto (1 - x)^4$  se  $P^* = 1$ . No algoritmo original [40, 43]  $K_p = 1/2$  e  $P^* = 0$ .

O algoritmo acima corresponde a uma seção de choque diferencial com a expressão explícita:

$$\frac{dn_{pp}}{dx} = 1 + 6(K_p - \frac{1}{2}) - 12(K_p - \frac{1}{2})x \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{p\pi^\pm}}{dx} = & \frac{8}{3} [1 - 6(K_p - \frac{1}{2})] [(\frac{1}{x} - 1 + \ln x - \frac{(\ln x)^2}{2})(1 + P^*) + 2P^* \frac{(\ln x)^3}{3}] \\ & + \frac{96}{3} [(\frac{1}{2x} - \frac{x}{2} + \ln x)(1 - P^*) + 2P^* (\frac{1}{2x} - 1 + \frac{x}{2} - \frac{(\ln x)^2}{2})] \end{aligned} \quad (6)$$

---

<sup>4</sup> $m_\pi c^2$

$$\frac{dn_{p\pi^0}}{dx} = \frac{1}{2} \frac{dn_{p\pi^\pm}}{dx} \quad (7)$$

O platô da distribuição de rapidez para os píons carregados tem uma altura que aumenta linearmente com  $(1 + P^*)$ :

$$\rho_{p \rightarrow \pi^\pm} \equiv \left( \frac{dn_{p\pi^\pm}}{dy} \right)_{y^*=0} = \frac{8}{3}(1 + P^*) \quad (8)$$

O momento do espectro inclusivo  $Z_{pX}(\alpha) = \langle x^{\alpha-1} \rangle_{pX}$  é explicitamente<sup>5</sup>:

$$\begin{aligned} Z_{pp}(\alpha) &= [1 + 6(K_p - \frac{1}{2})] \frac{1}{\alpha} - 12(K_p - \frac{1}{2}) \frac{1}{\alpha + 1} \\ Z_{p\pi^\pm}(\alpha) &= \frac{8}{3} [1 - P^* (\frac{\alpha - 2}{\alpha})] [\frac{1}{\alpha^3(\alpha - 1)} + (K_p - \frac{1}{2}) \frac{1}{\alpha^2} (\frac{12}{\alpha^2 - 1} - \frac{6}{\alpha})] \end{aligned} \quad (9)$$

Píon primário (Energia  $E_0$ ):

- (1) A energia  $E_0$  é distribuída uniformemente em duas partes  $A$  e  $B$ . A parte  $A$  é atribuída a um píon por uma probabilidade  $P_D$ , ou seja, se o número randômico sorteado for menor que  $P_D$ , a fração  $A$  é destinada a um píon. Este píon (denominado *difrativo*) é carregado com uma densidade de probabilidade 0,87 (0,8 para manter mesma carga e 0,07 para ter carga oposta ao píon primário).
- (2) A energia da parte  $B$  é dividida em  $B_1$  e  $B_2$ , e estas são subdivididas em  $B_{11}$ ,  $B_{12}$ ,  $B_{21}$  e  $B_{22}$ .
- (3) Se a parte  $A$  não for escolhida como um píon *difrativo*, será tratada da mesma forma que a parte  $B$ .
- (4) As partes  $B_{11}$  e  $B_{21}$  têm agora uma densidade de probabilidade de serem escolhidas como de píons (com iguais probabilidades de carga).
- (5) Cada uma das partes remanescentes ( $B_{12}$ ,  $B_{22}$ ; e  $B_{11}$  e  $B_{21}$  se estas não forem escolhidas píons) é dividida em outras duas com uma densidade de probabilidade  $P_B$  de serem selecionadas como píon.
- (6) Até aqui a parte  $B$  foi dividida em  $J$  partes ( $2 \leq J \leq 8$ ) de energia. Cada uma destas

---

<sup>5</sup>O parâmetro  $\alpha$  está relacionado com a inelasticidade. No algoritmo original  $\alpha = 2$ .

partes é subdividida num processo recursivo. Para a outra parte  $A$ , a divisão é feita até termos uma energia menor que a massa do pión.

Aqui temos 3 parâmetros:  $P_D$  e  $P_A$ , quando aumentados, tornam os pions mais *duros* (perdendo menos energia), diminuindo a multiplicidade; e  $P_B$  que, quando aumentado, gera o comportamento inverso. No algoritmo original:  $P_D = 1/2$ ,  $P_A = 1/2$  e  $P_B = 0$ .

Os espectros explícitos inclusivos de pions são:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{\pi^\pm\pi^\pm}}{dx} &= 0.87P_D + \frac{4}{3}(2 - P_D)P_A \frac{(\ln x)^2}{2} \\ &+ \frac{4}{3}(2 - P_A)(2 - P_D) \left[ \left( \frac{1}{x} - 1 + \ln x - \frac{(\ln x)^2}{2} \right) (1 + P_B) + 2P_B \frac{(\ln x)^3}{3} \right] \\ \frac{dn_{\pi^\pm\pi^0}}{dx} &= 0.13P_D + \frac{2}{3}(2 - P_D)P_A \frac{(\ln x)^2}{2} \\ &+ \frac{2}{3}(2 - P_A)(2 - P_D) \left[ \left( \frac{1}{x} - 1 + \ln x - \frac{(\ln x)^2}{2} \right) (1 + P_B) + 2P_B \frac{(\ln x)^3}{3} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

Os momentos da distribuição de energia:

$$Z_{\pi\pi^\pm} = \frac{0.87P_D}{\alpha} + \frac{4}{3}(2 - P_D)P_A \frac{1}{\alpha^3} + \frac{4}{3}(2 - P_A)(2 - P_D) \frac{1}{\alpha^3} (\alpha - 1) \left( 1 + \frac{2P_B}{\alpha} \right) \quad (11)$$

A densidade de rapidez:

$$\rho_{\pi \rightarrow \pi} = \frac{4}{3}(2 + P_D)(2 + P_A)(1 - P_B) \quad (12)$$

As expressões explícitas mostradas acima para núcleons e pions primários são calculadas semelhantemente ao feito por Gaisser [43].

Os valores dos parâmetros na versão utilizada são dados por:  $P^* = P_D = P_A = 1/2$  e  $P_B = 0$ .

## 3.2 Sibyll

Utilizamos o gerador de interações hadrônicas Sibyll [37] para partículas com energia maior que 200  $GeV$ . Este gerador foi desenvolvido nesta década e incorpora características dos

programas Lund [44] considerando a região de fragmentação e a produção de minijatos. O gerador Sibyll baseia-se em:

- Modelo feito para energias baixas <sup>6</sup> em interações hádron-hádron. As seções de choque são modeladas no intervalo de energia que apresenta *scaling* de Feynman;
- Considera, também, os novos comportamentos observados em aceleradores de feixes colidentes, como a parte *hard* das seções de choque e a produção de pares de minijatos. Usando QCD perturbativa no cálculo das seções de choque parton-parton nas interações com uma escala da ordem de  $2\text{ GeV}$ , reproduz-se o aumento da seção de choque  $p\bar{p}$ ;
- Extensão do modelo hádron-hádron para hádron-núcleo, utilizando dados do acelerador Collider próton-antipróton do CERN.

### 3.3 Divisor de energia de Hillas versus Sibyll

As diferenças do Divisor de energia de Hillas [40, 43] e do Sibyll [37] são basicamente:

- primeiras interações sensivelmente diferentes;
- píons no Sibyll são mais *moles*;
- $X_{max}$  (profundidade com maior número de partículas) obtidos.

Os geradores de interações hadrônicas apresentam comportamento semelhante para:

- número de píons;
- distribuições laterais do número e da energia das partículas;
- distribuições dos tempos de chegada da frente dos CAE.

Estas informações estão discutidas em [37, 41, 45].

$E_{prim}$	$10^{15} eV$	$10^{20} eV$
$f_{thin} = 10^{-2}$	8%	4%
$f_{thin} = 10^{-4}$	10%	3%

Tabela 2: Tabela extraída da página 31 de [41]: Desvio padrão da média do número médio de elétrons, fixando o tempo de CPU utilizado em 1 hora.

### 3.4 Simulação diluída e flutuações

A simulação diluída é uma técnica de acompanhamento de apenas uma fração das partículas do chuveiro. Esta técnica é denominada *thinning sampling* e foi desenvolvida por A. M. Hillas quando do desenvolvimento do pacote Mokka [40]. A simulação diluída é empregada para partículas com energia menor que uma fração da energia da partícula primária (por exemplo  $10^{-4}E_{prim}$ , a razão  $10^{-4}$  é denominada fator de diluição -  $f_{thin}$ ). A partícula com energia menor que esta fração terá uma probabilidade de ser acompanhada dada por:

$$p = \frac{E_{part}}{f_{thin}E_{prim}} \quad (13)$$

e, sendo escolhida, terá um peso  $w = 1/p$ . Ou seja, se a partícula tem  $p = 0,01$ , ela será registrada como 100 partículas. Seus secundários terão um peso  $w' = w/p$ .

Este procedimento conserva número e energia das partículas, cada partícula seguida tem um peso proporcional ao das outras desprezadas e a soma das energias ponderadas com os respectivos pesos é igual à energia total, se nenhuma partícula fosse desprezada.

As flutuações não se mantêm constantes quando utilizamos a simulação diluída e dependem do fator de diluição utilizado. Esta dependência não é tão simples, pois existe uma correlação do  $f_{thin}$  e do número de CAE simulados. A. M. Hillas disserta sobre isto no nono Simpósio Internacional em Interações de Raios Cósmicos em Energias Ultra Altas [41]. Segundo Hillas, no cálculo da média dos números ou das densidades de partículas sobre muitos CAE simulados, a eficiência depende essencialmente do tempo total de CPU utilizado. Hillas quantifica isto

---

<sup>6</sup> $\sqrt{s} \simeq 10 - 20 GeV$  ou  $E_{lab} \simeq 50 - 200 GeV$ .

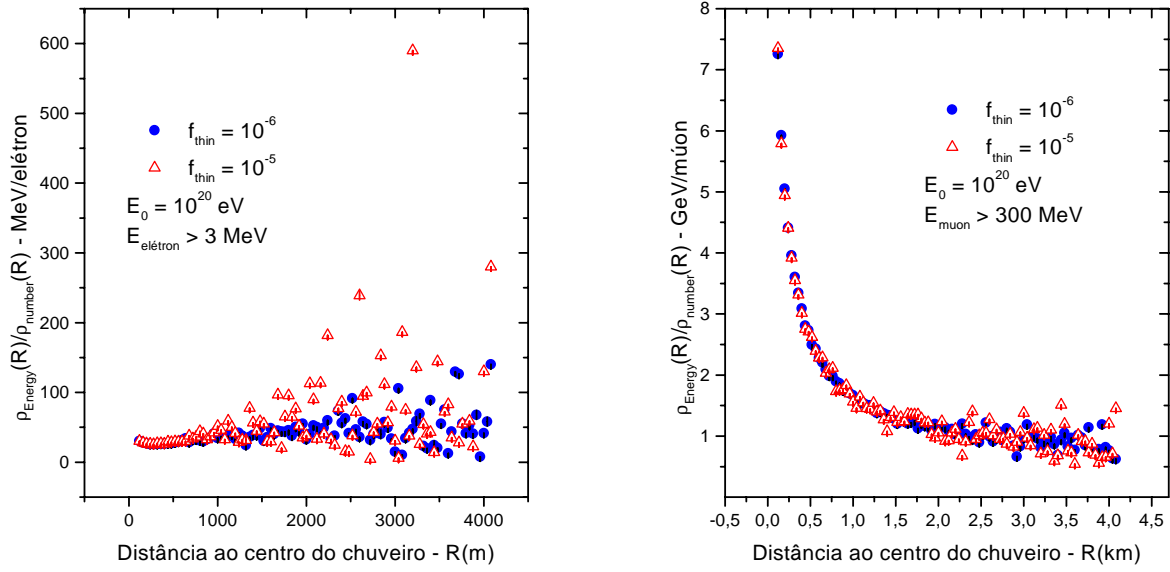


Figura 6: Gráficos das energias médias por elétron (esquerda) e por múon (direita) em função da distância ao centro do chuveiro.

em um exemplo mostrado na tabela 2. Sem a simulação diluída, para um tempo fixo de CPU, os valores de desvio padrão em  $10^{15} eV$  seriam bem maiores. O autor afirma, também, que o desvio padrão (da média, ou seja, dividido por raiz quadrada de  $n$  CAE) varia inversamente com a raiz quadrada do tempo total de CPU utilizado. O referido autor adverte para o caso de simulação de CAE a altíssimas energias ( $> 10^{18} eV$ ) que flutuações não físicas em CAE individuais poderão ocorrer com o uso do *thinning sampling*, particularmente na densidade das partículas a distâncias grandes do centro do chuveiro ( $> 400m$ ).

Nos gráficos da figura 6 podemos notar que para o fator de diluição  $10^{-5}$ , as curvas são menos uniformes e contínuas que para  $10^{-6}$ , enquanto o valor para o desvio padrão da média é da mesma ordem de grandeza para ambos valores de fator de diluição.

Podemos perceber, também, que esta influência é maior para elétrons do que para múons. Isto acontece pois o maior número de partículas num chuveiro está na parte eletromagnética, assim, a simulação diluída terá maior influência nas distribuições destas partículas.

Os CAE que utilizaremos para a análise neste projeto foram simulados com o valor  $10^{-6}$  para o fator de diluição. O ideal seria utilizarmos um valor menor que  $10^{-6}$ , não fosse o elevado tempo de CPU necessário. Por exemplo, para o fator de diluição igual a  $10^{-7}$ , o tempo de CPU necessário é 24 vezes maior que para o valor  $10^{-6}$ . Este inconveniente pode ser contornado simulando mais CAE, ou seja, se eu tiver resultados de 240 horas de CPU com fator de diluição igual a  $10^{-7}$  eu terei dez CAE simulados. Neste mesmo período eu simularia 240 CAE com fator de diluição igual a  $10^{-6}$ .



## 4 Distribuição longitudinal: profundidade do máximo

As flutuações na profundidade do máximo ( $X_{max}$ ) estão fortemente relacionadas ao tipo de primário que inicia o chuvaire. CAE iniciados por núcleos de ferro terão menos flutuações que CAE iniciados por prótons. Este comportamento deve-se ao uso do Modelo de Superposição para as interações núcleo-ar.

Energia ( $eV$ )	Tipo	$\theta(^{\circ})$	$X_1$ ( $g/cm^2$ )	$X_{max}$ ( $g/cm^2$ )	$X_{max} \sec(\theta)$ ( $g/cm^2$ )	Tempo de CPU por chuveiro (s)
$10^{18}$	próton	0	$46 \pm 4$	$755 \pm 55$	755	1280
	próton	30	$40 \pm 4$	$652 \pm 67$	753	1420
	ferro	0	$17 \pm 2$	$656 \pm 18$	656	1360
	ferro	30	$12 \pm 1$	$573 \pm 15$	661	1390
$10^{19}$	próton	0	$35 \pm 4$	$804 \pm 63$	804	1620
	próton	30	$36 \pm 3$	$703 \pm 45$	812	1770
	ferro	0	$13 \pm 2$	$726 \pm 15$	726	1650
	ferro	30	$14 \pm 1$	$623 \pm 16$	719	1740
$10^{20}$	próton	0	$38 \pm 4$	$881 \pm 49$	881	1900
	próton	30	$28 \pm 3$	$753 \pm 39$	869	2140
	ferro	0	$12 \pm 1$	$777 \pm 18$	777	1990
	ferro	30	$12 \pm 1$	$671 \pm 17$	775	2100

Tabela 3: Valores para a profundidade da primeira interação  $X_1$ , profundidade do máximo  $X_{max}$  e tempo de CPU para CAE iniciados por prótons e núcleos de ferro no intervalo de energia  $10^{18}$  a  $10^{20}eV$  com energia de limiar de detecção de  $1MeV$  na profundidade de  $870 g/cm^2$ . Para todos os doze conjuntos (de 100 CAE cada) o fator de diluição é igual a  $10^{-6}$ . O erro da profundidade do máximo mostrado é igual à largura da gaussiana ajustada aos conjuntos de valores.

A tabela 3 apresenta os resultados dos 1.200 CAE simulados que evidenciam este comportamento. Este resultado é mostrado, também, nos histogramas da profundidade do máximo para primários de energia  $10^{18}eV$  da figura 7.

O OPA prevê que cerca de 30 a 50 eventos por ano serão registrados com energias acima de  $10^{20}eV$  e, desta forma, procuramos estudar procedimentos de análise dos resultados que possam ser realizados com eficácia para pequenos números de eventos, ou mesmo, evento a evento. O

estudo das flutuações, portanto, é muito importante e não podemos apenas parametrizar e analisar o comportamento médio das grandezas físicas.

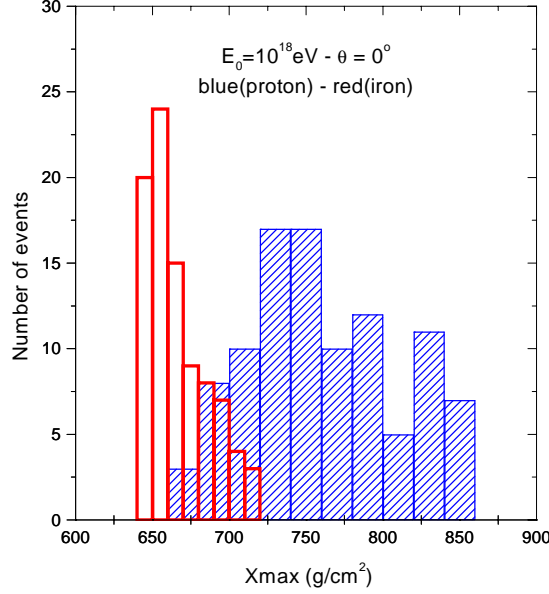


Figura 7: Histogramas da profundidade do máximo para CAE iniciados por prótons e ferro com energia igual a  $10^{18}eV$  e  $\theta = 0^\circ$ .

Podemos observar, também, destes histogramas que em cerca de 30% dos chuueiros é impossível diferenciar o tipo de primário considerando apenas o valor absoluto da medida de  $X_{max}$ . Esta situação piora se incluirmos outros tipos de primários e se estivermos estudando um reduzido número de eventos, visto que as flutuações nas diferenças entre CAE iniciados por núcleos de ferro e prótons são da mesma ordem de grandeza dos valores médios calculados. Mostraremos a seguir resultados que comprovam esta afirmação.

O estudo da  $ER$  (*elongation rate*), que é a medida do aumento da  $X_{max}$  média com a energia do primário ( $E_0$ ), permite, como já foi dissertado, uma estimativa da composição química do primário. A  $ER$  é definida por:

$$\begin{aligned}
 X_{max} &= C' + ER \cdot \text{Log}\left(\frac{E_0}{A}\right) \\
 &= C' + ER \cdot \text{Log}(E_0) - ER \cdot \text{Log}(A)
 \end{aligned} \tag{14}$$

$$ER = \frac{dX_{max}}{d(LogE_0)}$$

Para um chuva iniciado por prótons  $ER = 55g/cm^2$  [29], em média, no intervalo  $10^{16}eV$  a  $10^{19}eV$ . Este valor foi obtido através de simulações dos CAE e da sua respectiva detecção.

Tipo	$\theta(^{\circ})$	$ER (g/cm^2)$	$ER \cdot sec(\theta) (g/cm^2)$
próton	0	$63 \pm 116$	63
próton	30	$51 \pm 100$	59
ferro	0	$61 \pm 33$	61
ferro	30	$49 \pm 32$	56

Energia ( $eV$ )	$\theta(^{\circ})$	$ER \cdot Log(A_{Fe})$ ( $g/cm^2$ )	$ER \cdot Log(A_{Fe}) \cdot sec(\theta)$ ( $g/cm^2$ )
$10^{18}$	0	$99 \pm 58$	99
	30	$79 \pm 69$	91
$10^{19}$	0	$78 \pm 65$	78
	30	$80 \pm 48$	92
$10^{20}$	0	$104 \pm 52$	104
	30	$82 \pm 43$	95

Tabela 4: Superior - valores para a *elongation rate* ( $ER$ ). Inferior - valores para a diferença da profundidade média do máximo  $\langle X_{max} \rangle$  entre CAE iniciados por ferro e prótons ( $ER \cdot Log(A_{Fe})$ ).

Dos valores de  $ER$  podemos calcular a  $ER \cdot Log(A_{Fe})$ , que é a diferença entre as profundidades dos máximos em CAE iniciados por ferro e prótons e é definida pela expressão:

$$ER \cdot Log(A_{Fe}) = \Delta(X_{max}^{Fe} - X_{max}^p); \quad (15)$$

assim para o valor de  $ER$  [29], mostrado acima,  $ER \cdot Log(A_{Fe}) = 96g/cm^2$ , em média.

O valor obtido para  $ER$ , utilizando os dados experimentais até 1.993, no intervalo de energia entre  $10^{18}eV$  e  $10^{20}eV$ , do experimento Fly's Eye é igual a  $75,3 \pm 4,0g/cm^2$  [29], enquanto, medidas [22] mais recentes, feitas em conjunto pelos experimentos HiRes (High Resolution Fly's Eye) e MIA (Michigan muon Array), indicam o valor preliminar de  $91,4(\pm 15,3) \pm 9,6g/cm^2$  onde o valor entre parênteses refere-se aos erros sistemáticos.

Na tabela 4 eu apresento os valores calculados de  $ER$  e  $ER \cdot \text{Log}(A_{Fe})$  neste projeto de doutorado.

Podemos perceber a grande discordância entre os nossos resultados da simulação e os valores dos experimentos. Esta discrepância indica que os modelos utilizados não descrevem perfeitamente os resultados experimentais.

#### 4.1 Comparação: MOCCA SIBYLL e CORSIKA QGSjet

Nesta seção discutiremos resultados de um estudo [46] feito por C. L. Pryke para o Observatório Auger com a comparação da profundidade do máximo  $X_{max}$  para CAE iniciados por prótons e núcleos de ferro no intervalo de energia  $10^{14}$  a  $10^{21} eV$ .

Nos gráficos da figura 8 mostramos resultados comparativos entre os modelos MOCCA SIBYLL [40, 37] e CORSIKA QGSjet [39, 47]. Nos gráficos superiores mostramos a faixa do desvio padrão da profundidade do máximo ( $g/cm^2$ ) para os modelos MOCCA SIBYLL e CORSIKA QGSjet. Nos gráficos inferiores mostramos a diferença da profundidade média do máximo entre CAE iniciados por núcleos de ferro e prótons em função da energia do primário.

A altíssimas energias, para o modelo QGSjet, os chuveis iniciados por prótons terão um perfil muito mais próximo ao perfil longitudinal dos chuveis iniciados por núcleos de ferro. Esta característica pode ser vista de duas maneiras nos gráficos da figura 8. Os gráficos superiores desta figura, mostram o valor da profundidade do máximo somado ao desvio padrão e o valor da profundidade do máximo subtraído o valor do desvio padrão em função da energia do primário. Nesta faixa situam-se 63% dos valores de profundidade do máximo simuladas. Nos gráficos inferiores estão mostradas as diferenças da profundidade média do máximo entre CAE iniciados por núcleos de ferro e prótons em função da energia do primário. Podemos ver que esta diferença para  $10^{20} eV$  é de cerca de  $50 g/cm^2$ , pelo modelo QGSjet, enquanto, pelo Modelo SIBYLL é de cerca de  $100 g/cm^2$ . Portanto, a distinção da partícula primária pela diferença da profundidade do máximo, no modelo QGSjet, é mais difícil comparada aos resultados do modelo SIBYLL.

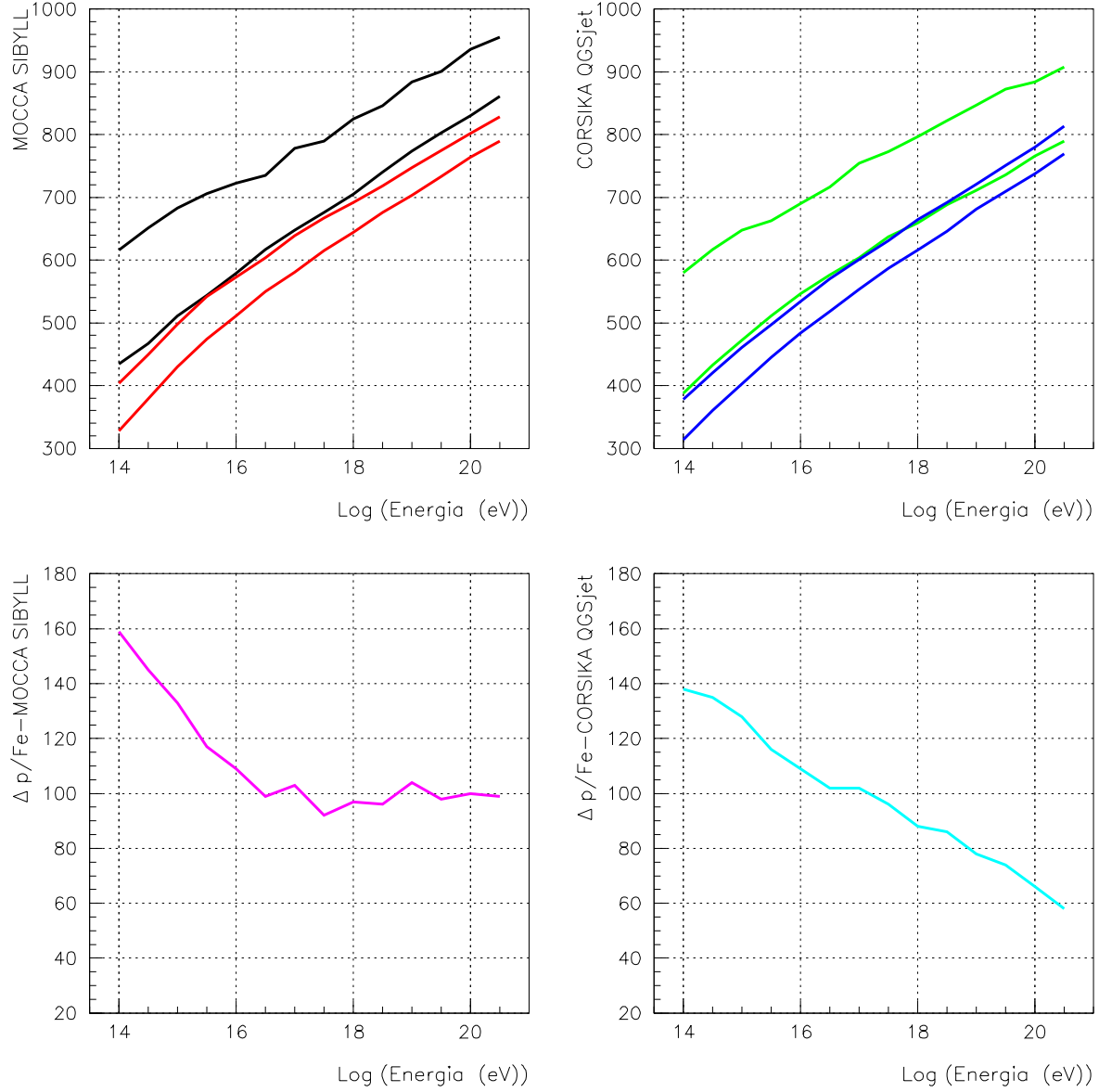


Figura 8: Superiores: faixa do desvio padrão da profundidade do máximo ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) para os modelos MOCCA SIBYLL e CORSIKA QGSjet - Esquerdo: linhas pretas referem-se a chuviros iniciados por prótons e linhas vermelhas referem-se a chuviros iniciados por núcleos de Ferro - Direito: linhas verdes referem-se a chuviros iniciados por prótons e linhas azuis referem-se a chuviros iniciados por núcleos de Ferro. Inferiores: diferença da profundidade média do máximo entre CAE iniciados por núcleos de ferro e prótons em função da energia do primário.

## 5 Distribuição lateral de energia e número de partículas

O estudo do número e energia de elétrons, fótons e múons na profundidade de detecção é importante para comparação entre os modelos disponíveis e entre estes modelos e os resultados experimentais, que no OPA será a resposta dos detectores de superfície.

As grandezas físicas relevantes neste estudo são as densidades de energia e número de partículas, a razão entre as densidades totais de chuviros iniciados por prótons e núcleos de ferro e a porcentagem de cada tipo de partícula em função da distância ao centro do chuviro.

Nosso objetivo com este estudo é, também, definir uma biblioteca para posterior comparação com outros modelos de interações e algoritmos de simulação que descrevem o fenômeno de CAE a altíssimas energias, como, por exemplo, o QGSjet [47]. Este modelo é usado no programa CORSIKA [39].

Especificamente, para os detectores Čerenkov, cujo sinal medido é igual à soma dos foto-elétrons deixados pelos elétrons, fótons e múons, a distinção das componentes pelos detectores nem sempre é factível. Desta forma, a simulação e o estudo da contribuição de cada tipo de partícula é de extrema importância.

Descreveremos neste capítulo as principais características da distribuição lateral numérica e de energia dos elétrons, fótons e múons na profundidade de detecção do OPA ( $870g/cm^2$ ) no intervalo de energia  $10^{18}eV$  a  $10^{20}eV$ .

Nas figuras 9, 10, 11 e 12 apresentamos, respectivamente, gráficos da distribuição lateral de número e energia de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuviros verticais e com ângulo zenital igual  $30^\circ$ .

A densidade de número de elétrons tem uma dependência  $R^{-4}$ , onde  $R$  é distância ao centro do chuviro, enquanto, para múons, a potência é pouco menor que -2 e para fótons -3,5.

A densidade de energia de elétrons e fótons tem uma potência igual a -4 e, para múons, este valor se aproxima de -3.

Esta dependência, tanto em número, quanto em energia, é similar para chuviros iniciados

# Ferro – Densidade de partículas – Proton

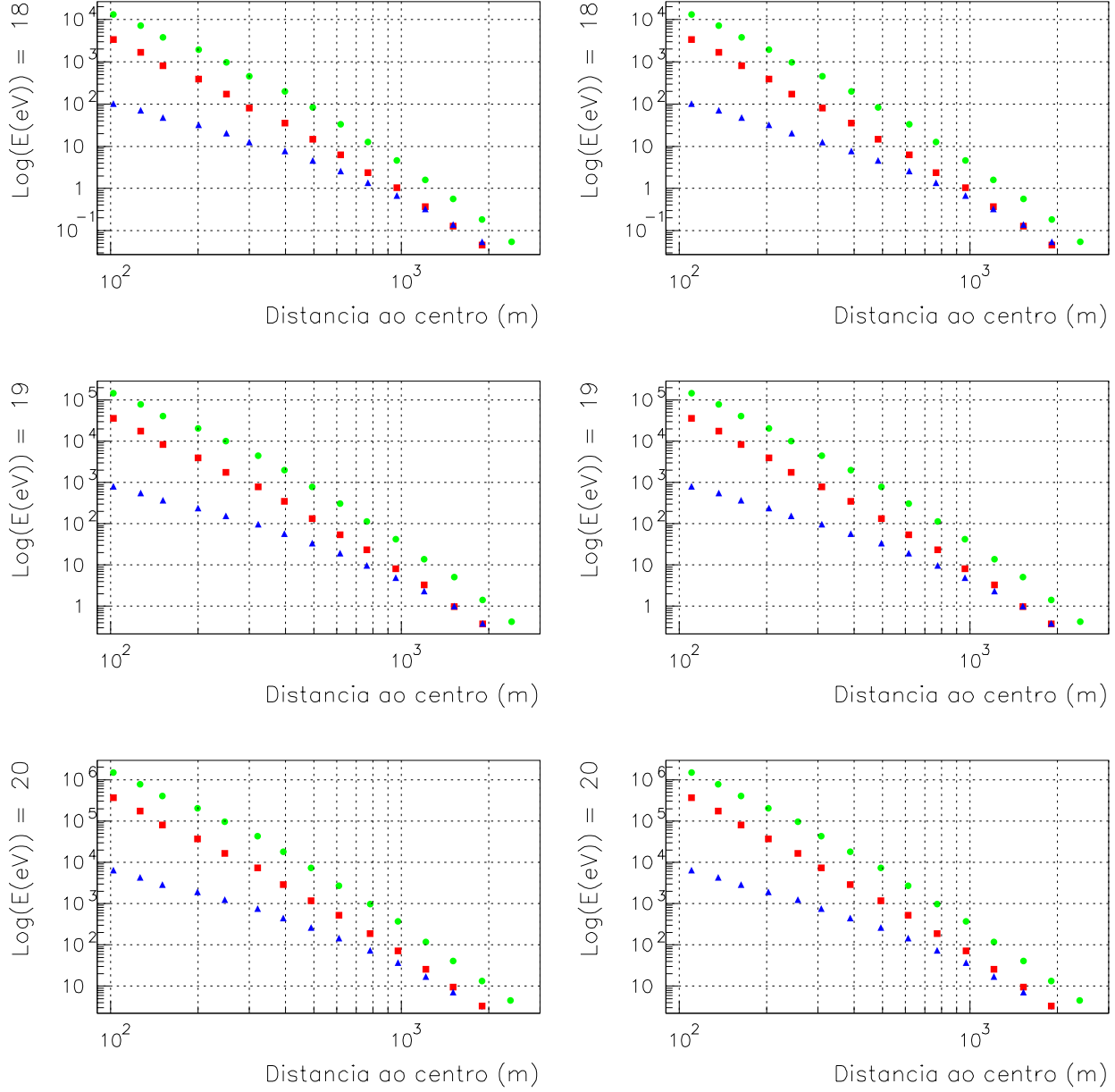


Figura 9: Gráficos da distribuição lateral de número (partículas por metro quadrado) de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuveis verticais.

# Ferro – Densidade de partículas – Proton

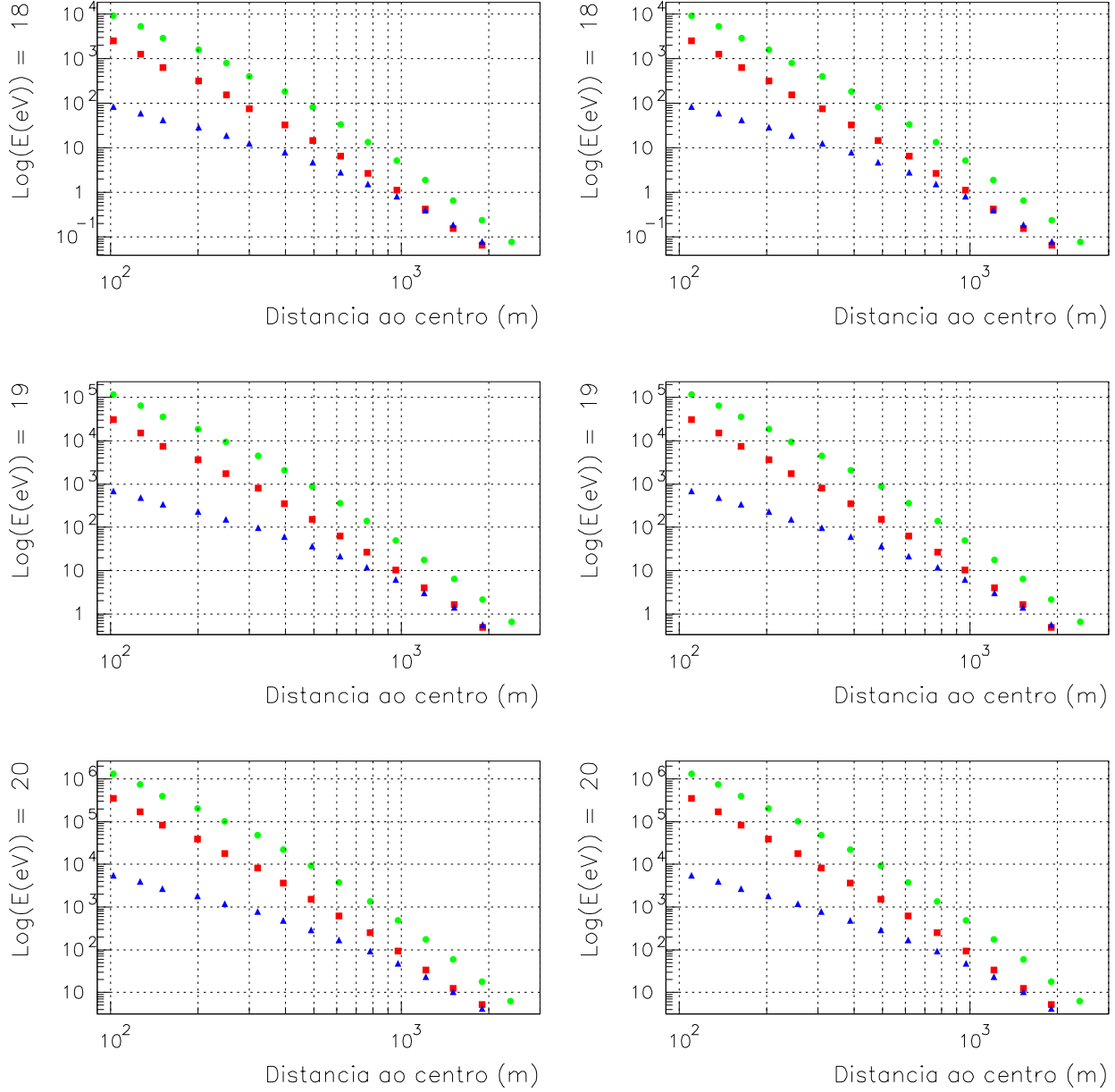


Figura 10: Gráficos da distribuição lateral de número (partículas por metro quadrado) de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuveis com ângulo zenital igual  $30^\circ$ .



# Ferro – Densidade de energia – Proton

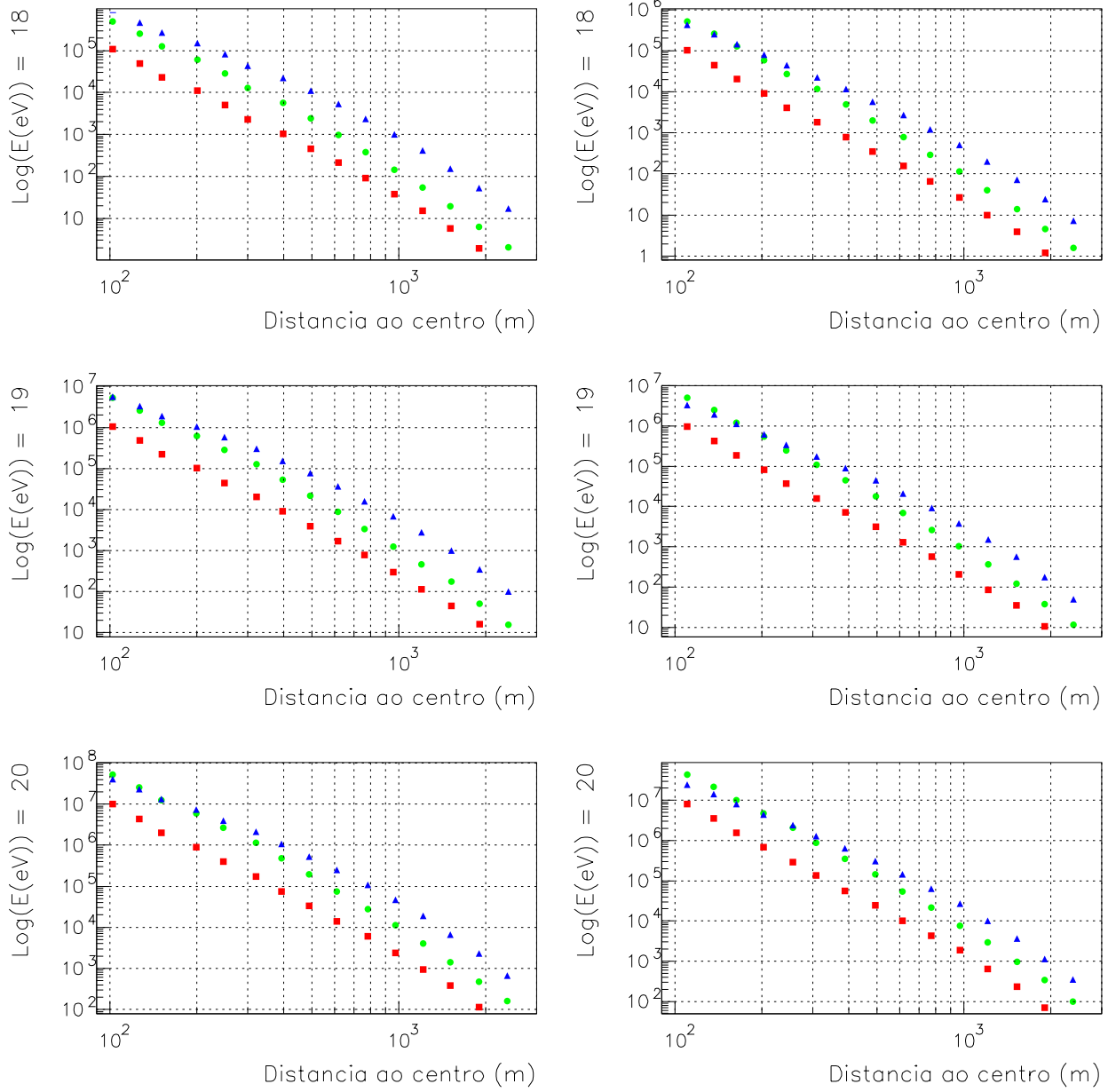


Figura 11: Gráficos da distribuição lateral de energia ( $MeV$  por metro quadrado) de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuviros verticais.

## Ferro – Densidade de energia – Proton

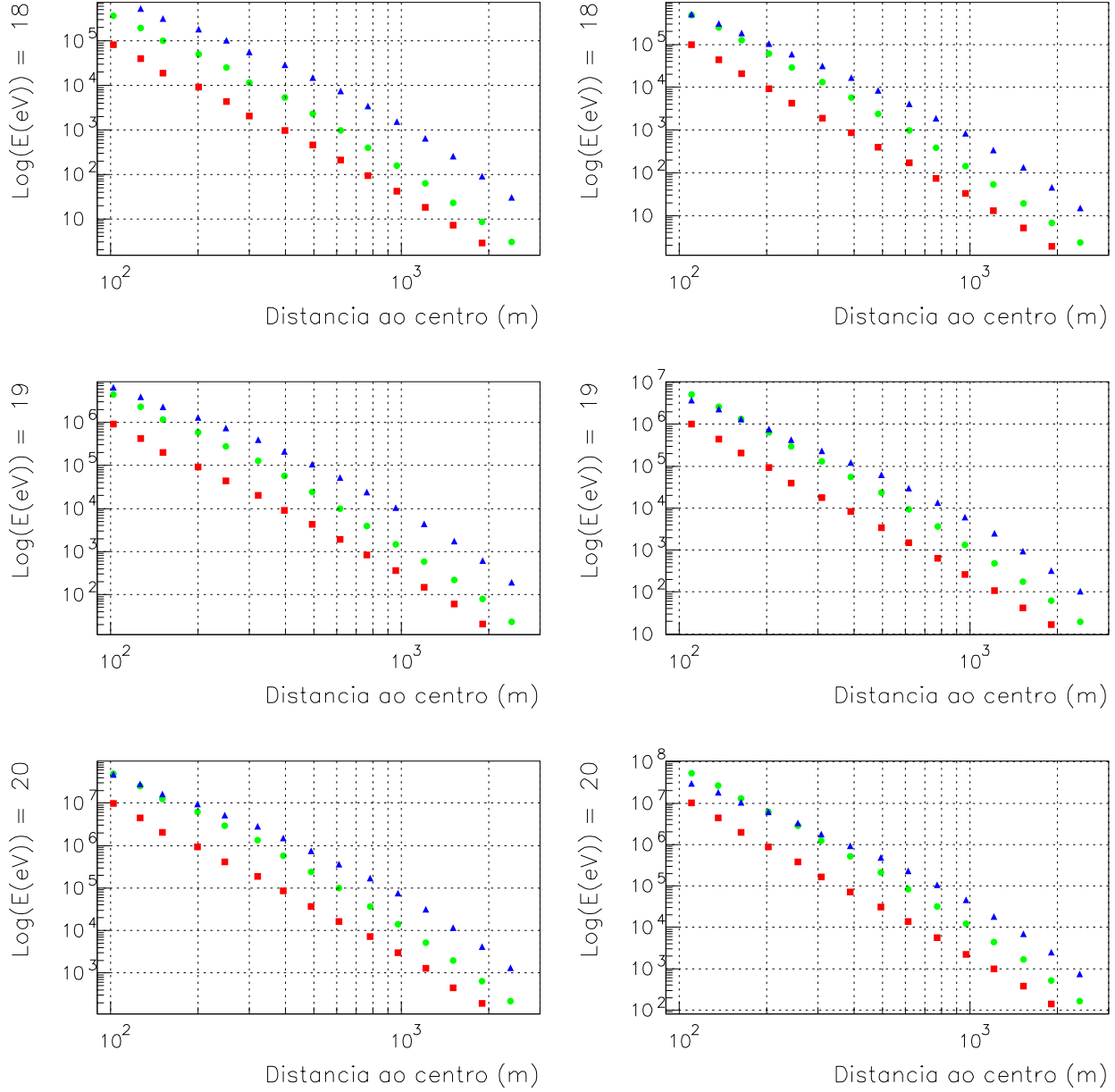


Figura 12: Gráficos da distribuição lateral de energia ( $MeV$  por metro quadrado) de elétrons (quadrados vermelhos), fótons (círculos verdes) e múons (triângulos azuis) para chuviros com ângulo zenital igual  $30^\circ$ .

por prótons e núcleos de ferro.

Nas figuras 13 e 14 apresentamos, respectivamente, gráficos da razão, entre chuveis iniciados por núcleos de ferro e protóns, das distribuições lateral de número e energia de elétrons (vermelhos), fótons (verdes) e múons (azuis) para chuveis verticais e com ângulo zenital igual  $30^\circ$ .

Esta razão, tanto para a densidade em número, quanto em energia, aumenta com o aumento da distância ao centro do chuveiro para os elétrons, fótons e múons. Para os múons esta razão é sensivelmente maior, principalmente para primários com energia  $10^{18}eV$ , para densidade de energia do que para densidade de número. Outra característica, para os múons, é a diminuição desta razão com o aumento da energia do primário. A diminuição é maior para a razão na densidade de energia.

A razão na densidade de número de elétrons e fótons aumenta com o aumento da energia do primário. Tal comportamento é, também, apresentado na razão na densidade de energia.

A influência da utilização da simulação diluída de Hillas é notada, pelas flutuações espúrias, em todos os casos para elétrons e fótons para distâncias maiores que  $1.000\text{ m}$ . Esta influência torna-se efetivamente sensível, para os múons, para os primários com energia  $10^{20}eV$ .

As flutuações espúrias aparecem em  $10^{20}eV$ , pois, devido à utilização de um valor fixo para o fator de simulação diluída ( $10^{-6}$ ), mais partículas serão amostradas que para os outros valores de energia do primário. As partículas, neste caso, serão seguidas se tiverem energia menor que  $10^{14}eV$ , enquanto, para primários de  $10^{18}eV$ , as partículas serão seguidas se tiverem energia menor que  $10^{12}eV$ . Vale lembrar, que para os dois casos, as partículas serão seguidas até o mesmo valor de limiar de detecção.

Na tabela 5 é mostrada a razão, entre chuveis iniciados por núcleos de ferro e protóns, da média do número e da energia total de elétrons, fótons e múons entre  $100\text{ m}$  e  $5.000\text{ m}$  do centro do chuveiro.

Nas figuras 15, 16, 17 e 18 apresentamos, respectivamente, gráficos da fração de número e energia dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para

# Numero – Densidade Relativa Ferro/Proton – Energia

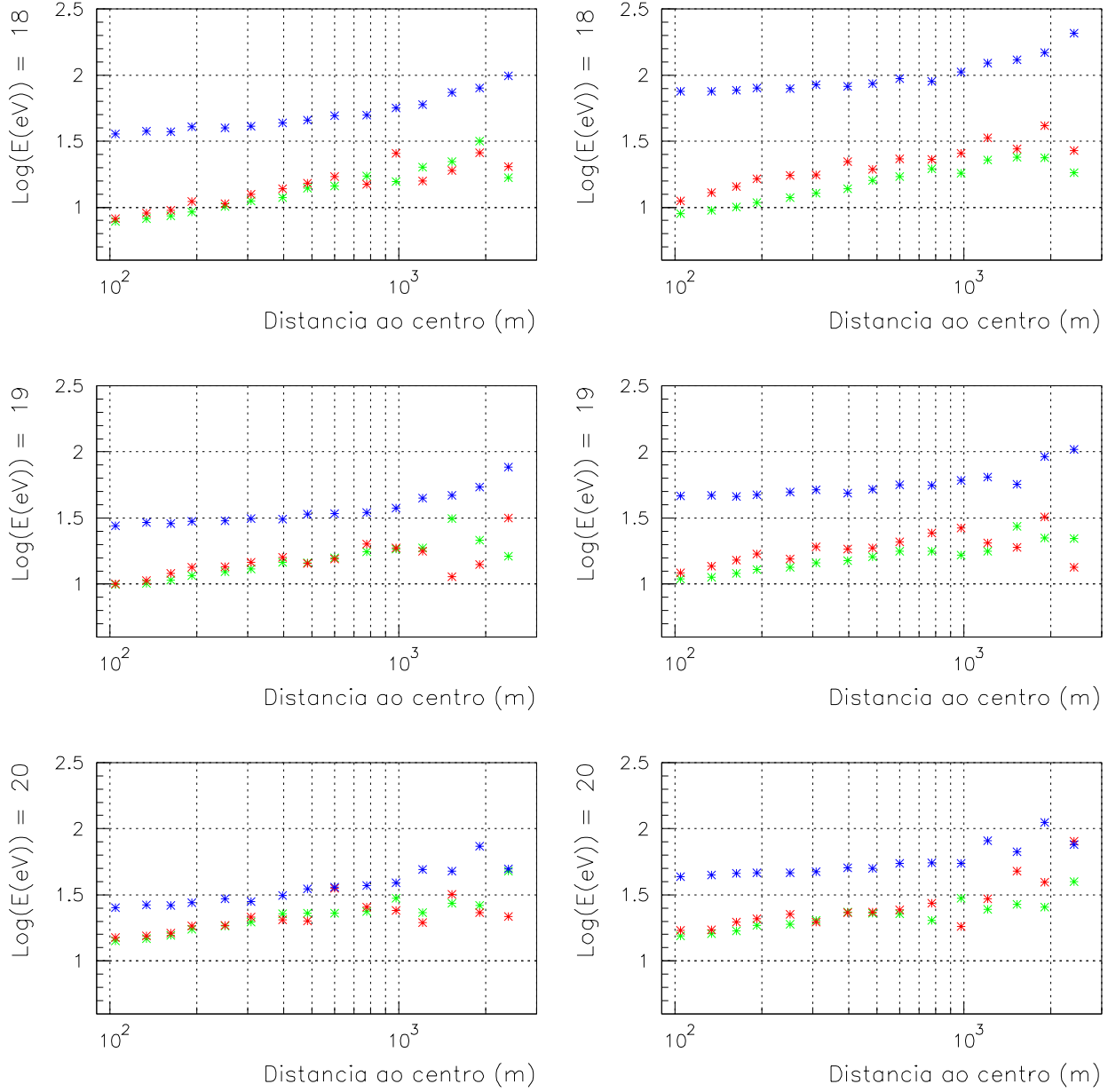


Figura 13: Gráficos da razão, entre chuviros iniciados por núcleos de ferro e protóns, das distribuições lateral de número e energia de elétrons (vermelhos), fótons (verdes) e múons (azuis) para chuviros verticais.

# Numero – Densidade Relativa Ferro/Proton – Energia

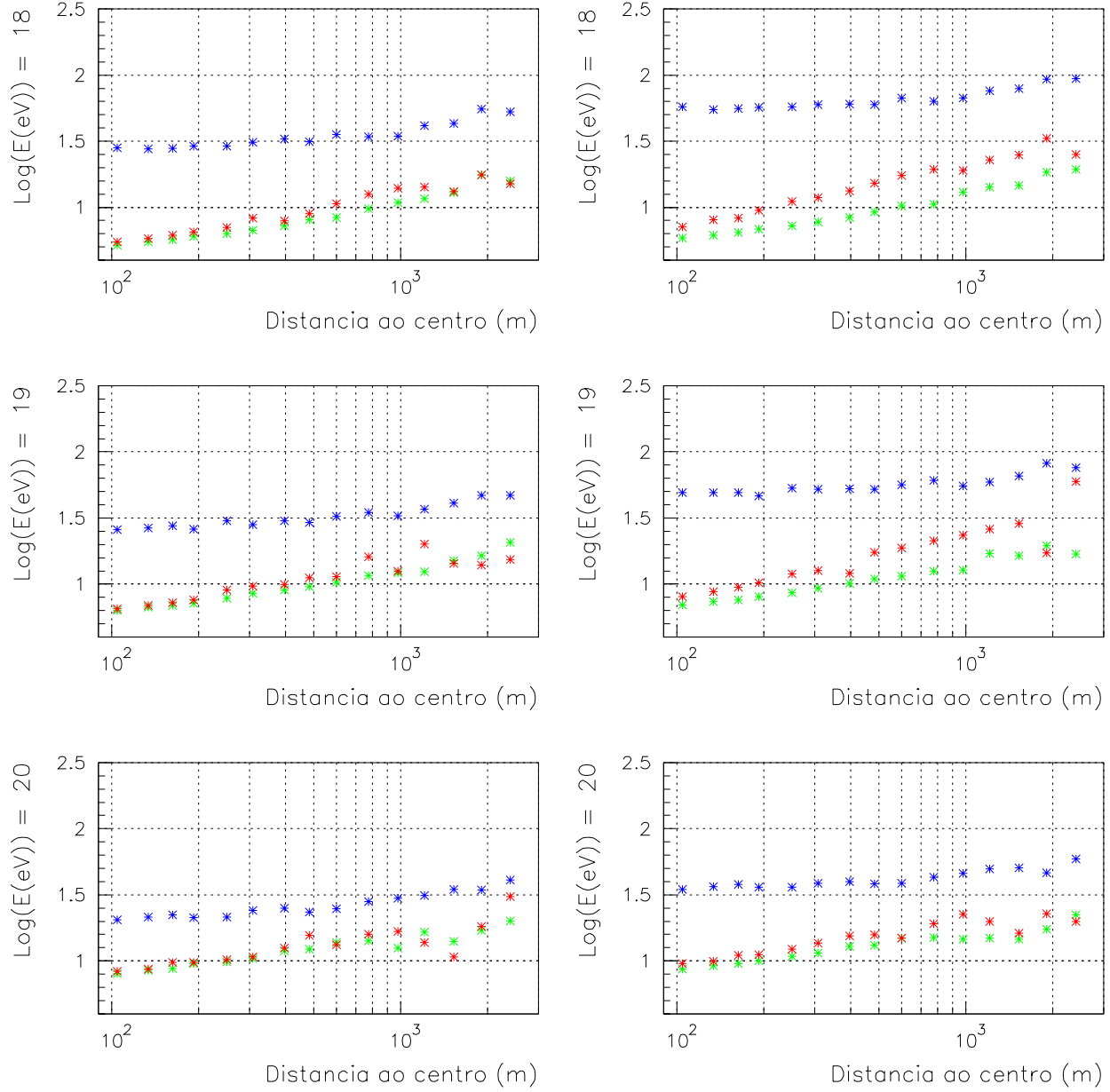


Figura 14: Gráficos da razão, entre chuviros iniciados por núcleos de ferro e prótons, das distribuições lateral de número e energia de elétrons (vermelhos), fótons (verdes) e múons (azuis) para chuviros com ângulo zenital igual  $30^\circ$ .

Energia (eV)	$N_\gamma$	$E_\gamma$	$N_e$	$E_e$	$N_\mu$	$E_\mu$
$10^{18}$	1,00	1,07	1,05	1,23	1,66	1,92
$10^{18} (30^\circ)$	0,81	0,87	0,86	1,03	1,52	1,78
$10^{19}$	1,08	1,12	1,12	1,22	1,52	1,70
$10^{19} (30^\circ)$	0,89	0,94	0,93	1,06	1,49	1,72
$10^{20}$	1,25	1,27	1,26	1,32	1,51	1,69
$10^{20} (30^\circ)$	1,00	1,03	1,02	1,09	1,40	1,58

Tabela 5: A razão, entre chuueiros iniciados por núcleos de ferro e prótons, da média do número e da energia totais de elétrons, fótons e múons entre 100  $m$  e 5.000  $m$  do centro do chuueiro.

chuueiros verticais e ângulo zenital igual  $30^\circ$  e energia primária de  $10^{18}eV$  (círculos pretos),  $10^{19}eV$  (quadrados púrpura) e  $10^{20}eV$  (triângulos azuis).

A contribuição em número dos múons é menor que 10 % da soma dos números das partículas. A contribuição máxima é de 20 % a cerca de 2.500  $m$  do centro do chuueiro.

A contribuição em energia dos múons, para CAE iniciados por prótons, varia com o aumento da energia, ou melhor, há uma diminuição da fração de múons, e conseqüente aumento da fração da energia da componente eletromagnética, principalmente, dos fótons, com o aumento da energia.

Para chuueiros iniciados por núcleons de ferro de  $10^{18}eV$ , a 100  $m$  do centro do chuueiro, temos cerca de 60% de múons. A contribuição máxima de múons é de 90% a 2.500  $m$ . Para prótons primários de  $10^{20}eV$ , a 100  $m$  do centro do chuueiro, temos cerca de 40% de múons. A contribuição máxima de múons, nesta energia, é de 80% a 2.500  $m$ .

Estes valores, para CAE iniciados por prótons, são 40% e 80% a  $10^{18}eV$  e 30% e 70% a  $10^{20}eV$ .

## 5.1 Componente muônica e composição química

A componente muônica é uma importante fonte de informação da partícula primária.

O estudo do número de múons minimiza a dependência da análise dos resultados aos modelos de interação utilizados, pois espera-se que CAE iniciados por núcleos de ferro produzam, em

### Ferro – Numero relativo – Proton

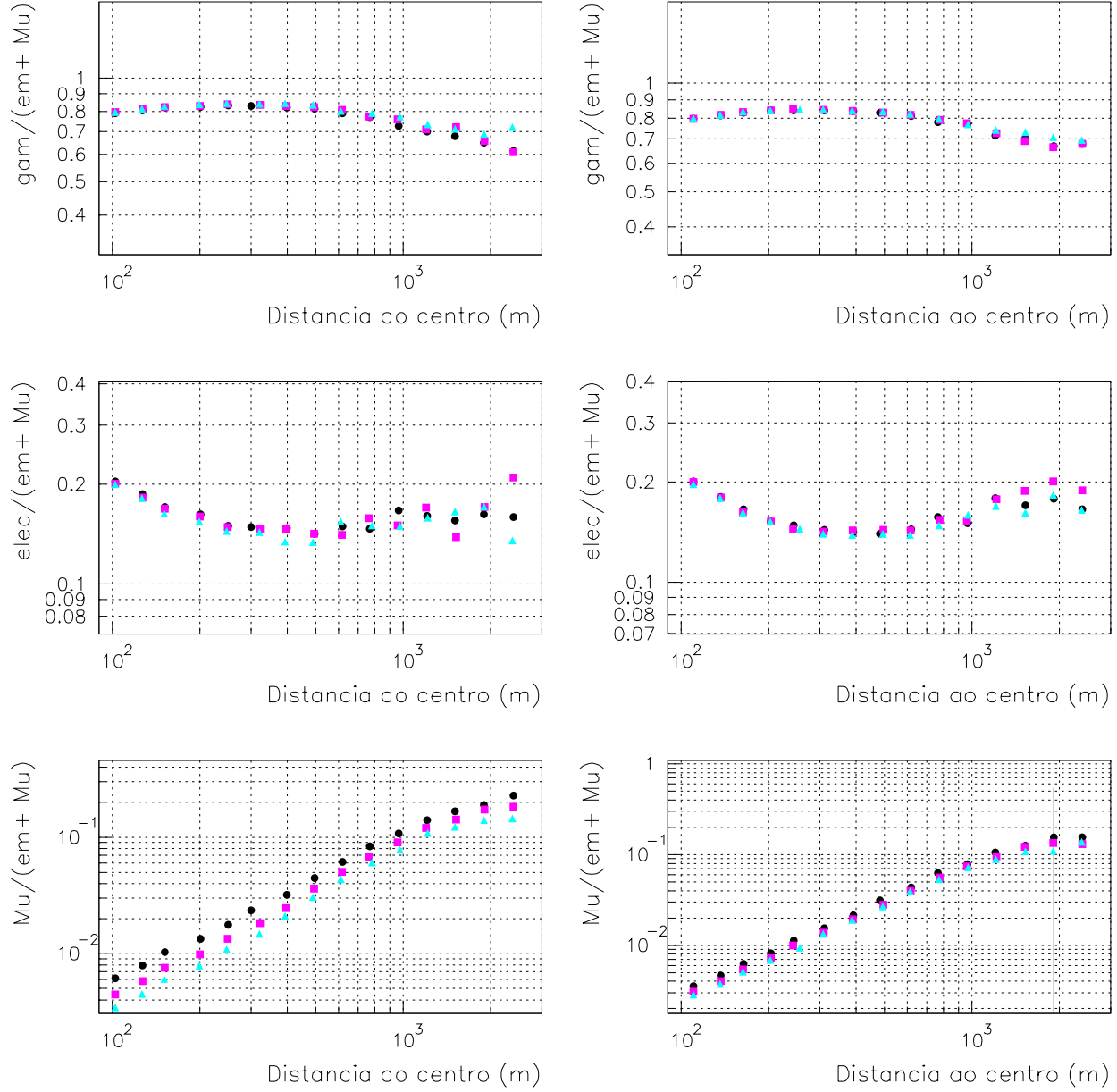


Figura 15: Gráficos das frações em número dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para chuveiros verticais e energia primária de  $10^{18} \text{ eV}$  (círculos pretos),  $10^{19} \text{ eV}$  (quadrados púrpura) e  $10^{20} \text{ eV}$  (triângulos azuis).

### Ferro – Numero relativo – Proton

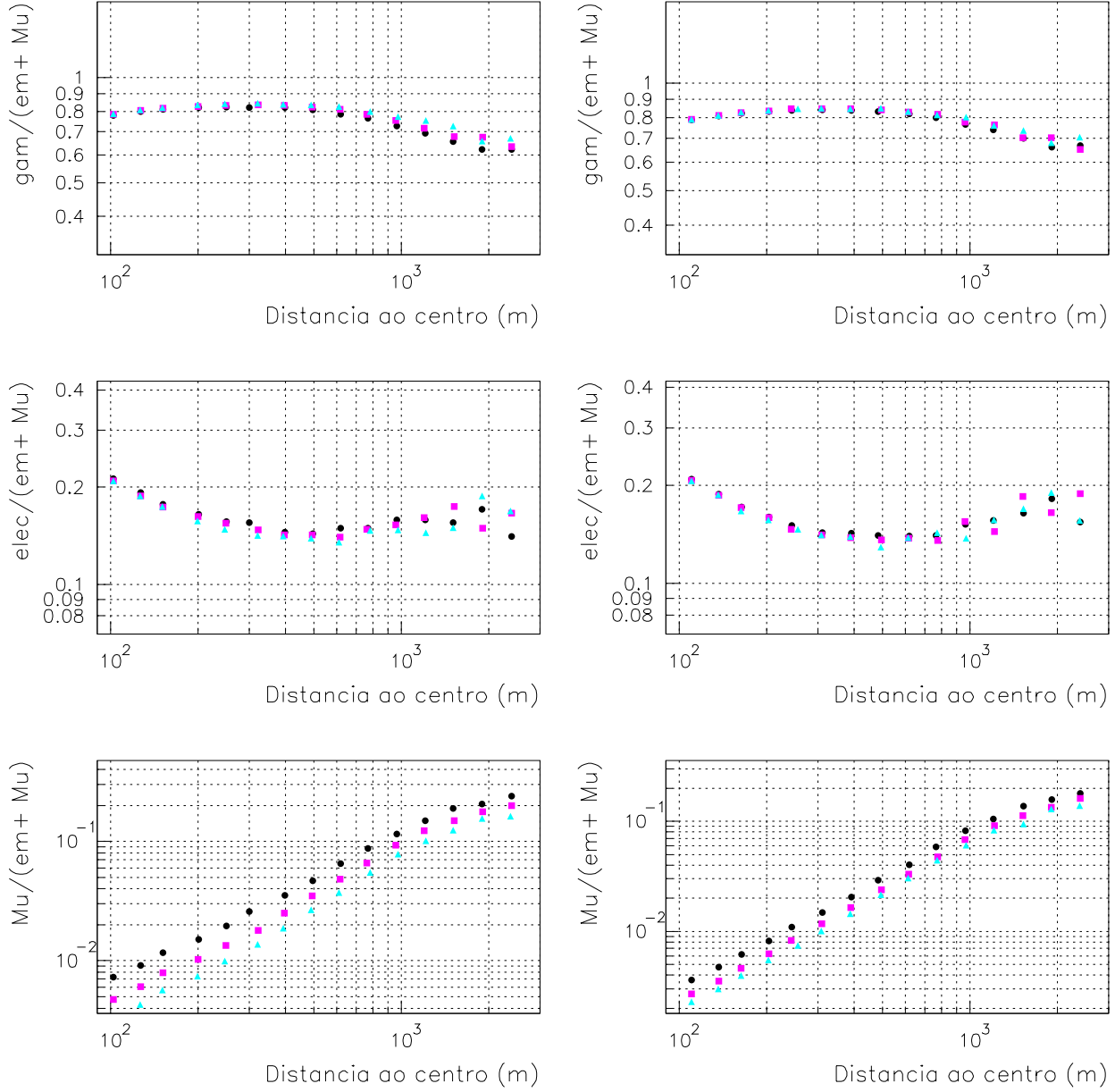


Figura 16: Gráficos das frações em número dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para chuveiros com ângulo zenital igual  $30^\circ$  e energia primária de  $10^{18}$  eV (círculos pretos),  $10^{19}$  eV (quadrados púrpura) e  $10^{20}$  eV (triângulos azuis).



## Ferro – Energia relativa – Proton

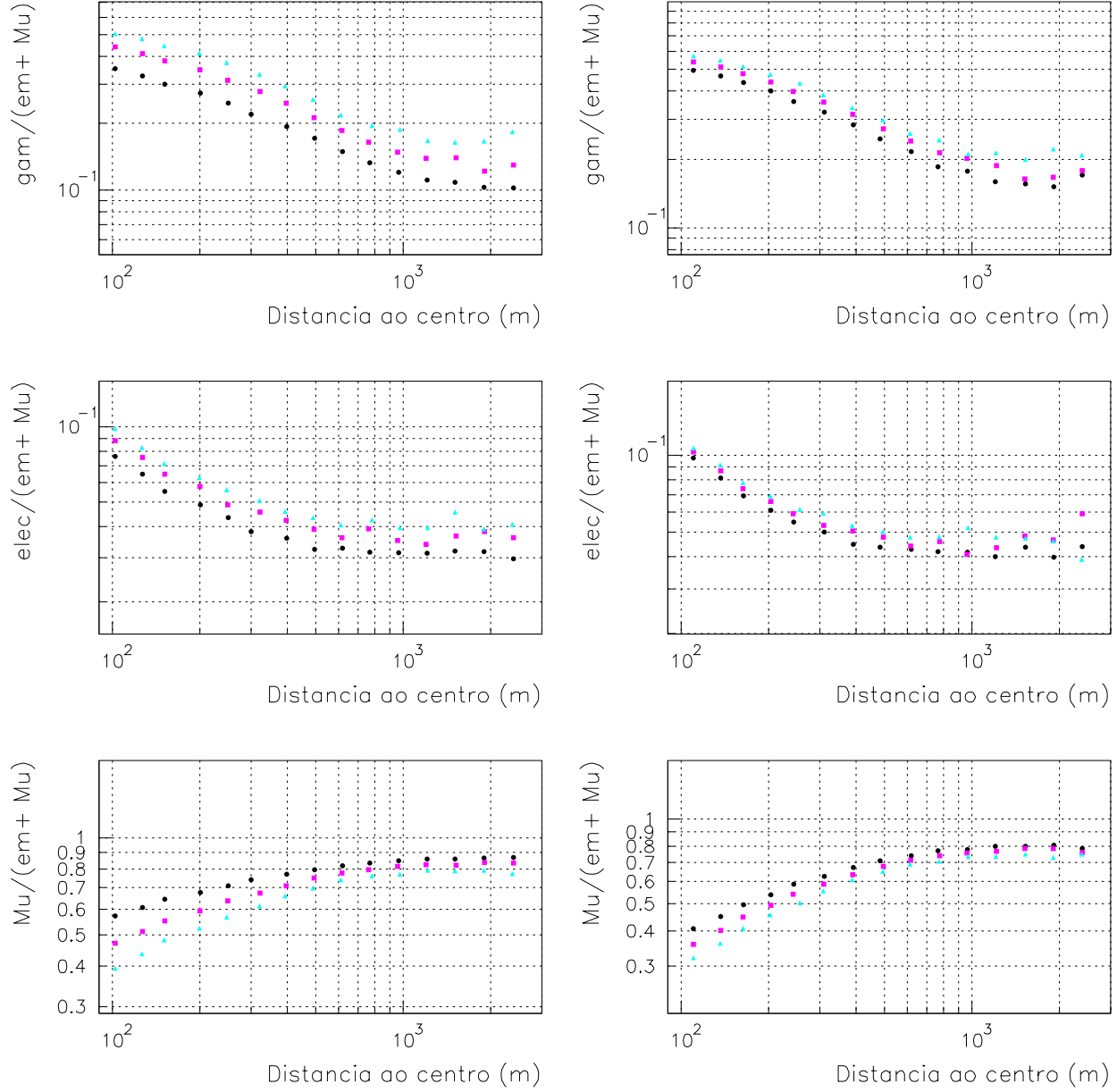


Figura 17: Gráficos das frações em energia dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para chuveiros verticais e energia primária de  $10^{18} \text{ eV}$  (círculos pretos),  $10^{19} \text{ eV}$  (quadrados púrpura) e  $10^{20} \text{ eV}$  (triângulos azuis).

### Ferro – Energia relativa – Proton

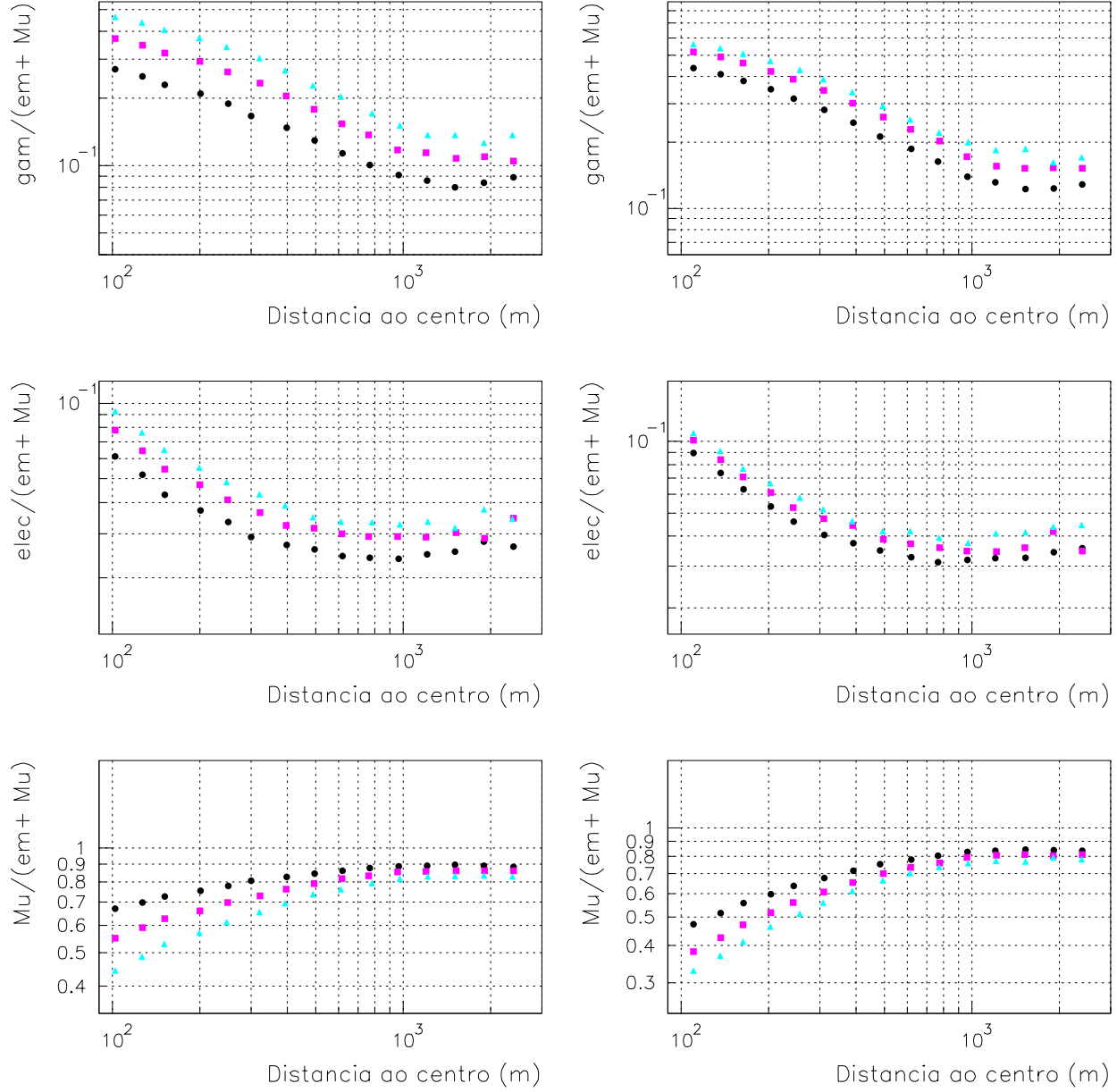


Figura 18: Gráficos das frações em energia dos elétrons, fótons e múons em função da distância ao centro do chuveiro para chuveiros com ângulo zenital igual  $30^\circ$  e energia primária de  $10^{18} \text{ eV}$  (círculos pretos),  $10^{19} \text{ eV}$  (quadrados púrpura) e  $10^{20} \text{ eV}$  (triângulos azuis).

média, mais múons que CAE iniciados por prótons.

Esta diferenças são explicadas pela utilização do Modelo de Superposição. Neste modelo a energia do núcleo é dividida igualmente entre os seus núcleons constituintes. Assim, serão produzidos mais píons de baixa energia que podem decair antes de interagir, havendo um menor número de gerações da cascata piônica. Isto significa, também, que menos energia será transferida para criação de cascatas eletromagnéticas.

A utilização da informação da composição química que acompanha a componente muônica depende da capacidade do experimento de diferenciá-la da componente eletromagnética.

A razão entre número médio de múons de CAE de prótons e ferro é dada pela expressão:

$$N_{\mu}^A = A^{\delta} \cdot N_{\mu}^{próton}; \quad (16)$$

onde para núcleos de ferro  $N_{\mu}^{ferro} = 1,83 \cdot N_{\mu}^{próton}$ , com  $\delta = 0,15$  [43]. Estes valores são para o intervalo de energia entre  $10^{16}eV$  e  $10^{19}eV$ .

A dependência do número médio de múons com a energia é da forma:

$$N_{\mu}^A \propto A^{\delta} \cdot E_0^{\beta}; \quad (17)$$

sendo  $\beta = 0,85$  [43].

O número de múons, como mostramos na equação 16 não aumenta linearmente com a energia.

Para os 1.200 CAE simulados, obtivemos os valores médios de 0,11 para  $\delta$  e 0,89 para  $\beta$ .

## 5.2 Comparação: MOCCA SYBILL e CORSIKA QGSjet

Nesta seção discutiremos resultados de dois estudos comparativos entre os pacotes MOCCA SYBILL [40, 37] e CORSIKA QGSjet [39, 47]. Um estudo [48] foi feito por C. L. Pryke para o Observatório Auger com a comparação da densidade lateral do número e da energia de elétrons, fótons e múons na profundidade de detecção e da distribuição lateral do sinal medido pelos detectores Čerenkov.

Neste estudo Pryke mostra que a densidade de múons do CORSIKA QGSjet é 40% maior a 100 *m* do centro e 55% a 1.000 *m* quando comparado aos resultados do MOCCA SIBYLL. A densidade de fótons do CORSIKA QGSjet é 5% maior a 100 *m* do centro e 40% a 1.000 *m* quando comparado aos resultados do MOCCA SIBYLL. A densidade de elétrons do CORSIKA QGSjet é 15% menor a 100 *m* do centro e da mesma ordem a 1.000 *m* quando comparado aos resultados do MOCCA SIBYLL.

O sinal dos tanques para o Auger utilizando o CORSIKA QGSjet para simulação dos chuviros é 10% menor a 100 *m* do centro e 40% maior a 1.000 *m* quando comparado aos resultados do MOCCA SIBYLL.

A diferença dos sinais, ao contrário do que afirma o autor, têm conseqüências na calibração da energia pelo experimento. O Design Report [27] recomenda um erro máximo de calibração da energia de 30%.

O segundo estudo foi feito por Nagano e colaboradores [49] e os resultados comparativos estão mostrados na tabela 6. Em seu trabalho Nagano utilizou o programa CORSIKA [39] e os modelos QGSJET [47] e SIBYLL [37] de interações hadrônicas.

Programa	Modelo	Primário	Taxa	Razão Fe/p
CORSIKA	QGSJET	Próton	0,92	1,43
		ferro	0,89	
CORSIKA	SIBYLL	Próton	0,88	1,66
		ferro	0,87	
MOCCA	SIBYLL	Próton	0,90	1,55
		ferro	0,86	

Tabela 6: Comparação da taxa de crescimento do número de múons com a energia ( $\beta$ ) e da razão entre as densidades de múons a 600 *m* do centro do chuveiro, para chuviros com energia  $10^{19}$  *eV* iniciados por núcleos de ferro e prótons apresentada por Nagano e colaboradores [49].

## 6 Correlação entre as grandezas dos desenvolvimentos longitudinal e lateral

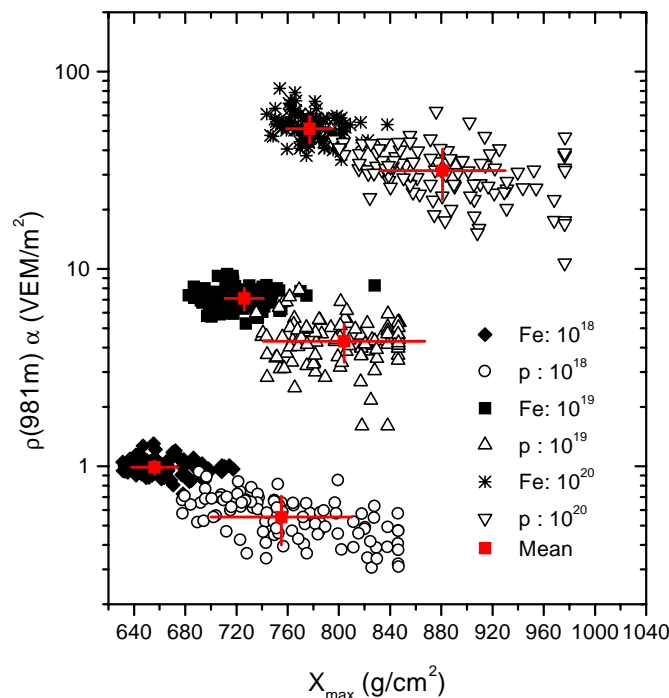


Figura 19: Soma das densidades de múons ( $E > 400 MeV$ ), elétrons ( $E > 250 MeV$ ) e fótons ( $E > 500 MeV$ ) a 981 m do centro do chuveiro em função da respectiva profundidade do máximo. VEM é a abreviação de múons equivalentes verticais.

C. L. Pryke, inspirado em uma idéia dada pelo Prof. J. Cronin, mostrou em sua tese de doutorado [33] que a diferença dos sinais das densidades muônica e eletromagnética medidos por modernos sistemas eletrônicos permitirá separar as medidas da densidade de múons e da densidade eletromagnética através das diferenças individuais dos pulsos dos múons e elétrons nos detectores Čerenkov quando estes estão suficientemente longe do centro do CAE ( $> 1 km$ ).

Neste estudo ele mostra, também, que nos detectores Čerenkov que foram utilizados no experimento em Haverah Park, um múon com energia maior que  $400 MeV$  produz o mesmo sinal que um elétron com energia maior que  $250 MeV$  (um fóton de  $500 MeV$  produz um par

elétron/pósitron com  $250\text{MeV}$  cada, em média) nos tanques de  $1,2m$  de profundidade de água. Estes sinais podem ser distinguidos dos sinais deixados pelas partículas de energia menor.

Na figura 19 mostramos um gráfico da soma das densidades de múons, elétrons e fótons a  $981m$  do centro do chuveiro em função da respectiva profundidade do máximo. Eu utilizei os valores de energia acima como limiares para a energia das partículas ao calcular  $\rho(981)$ .

Fazendo este corte no sinal dos tanques, podemos, indiscutivelmente, diferenciar CAE iniciados por prótons de CAE iniciados por núcleos de ferro e separamos, evento a evento, o tipo do primário mais provável, entre núcleos leve e pesado. Desta forma, temos um método alternativo para a estimativa da composição sem a necessidade de separarmos individualmente os pulsos de cada tipo de partícula nos tanques.

É importante salientar que, neste caso, a soma das densidades é proporcional ao sinal deixado por estas partículas e não a todo sinal a ser depositado nos tanques.

A eficiência da medida da profundidade do máximo pelo conjunto de telescópios de luz de fluorescência não está inclusa.

Este método e seus resultados foram apresentados [50] na última ICRC, Conferência Internacional em Raios Cósmicos, em Salt Lake City, Utah, nos Estados Unidos em 1999.

Técnica semelhante, utilizando a correlação de grandezas, é apresentada por J. Cortina e colaboradores [51]. A diferença é que Cortina utiliza a densidade de luz Čerenkov produzida na atmosfera e detectada pelo experimento HEGRA AIROBICC [52].

A distância  $981m$  foi escolhida por ser o valor no cálculo dos intervalos (iguais em log) para contagem das densidades mais próximo de  $1.000\text{ m}$ . Este valor foi estimado pela colaboração do OPA considerando as diferenças entre o OPA e o experimento Haverah Park, como a profundidade atmosférica, o tamanho dos tanques e a distância entre eles. Esta distância, também, é suficiente para que haja uma contribuição de 90% dos múons no sinal dos tanques.

O modelo de Hillas [18] prevê que a razão média entre o número total de múons e o sinal nos tanques é uma constante entre  $2,7 \times 10^6$  e  $5,6 \times 10^6$ .

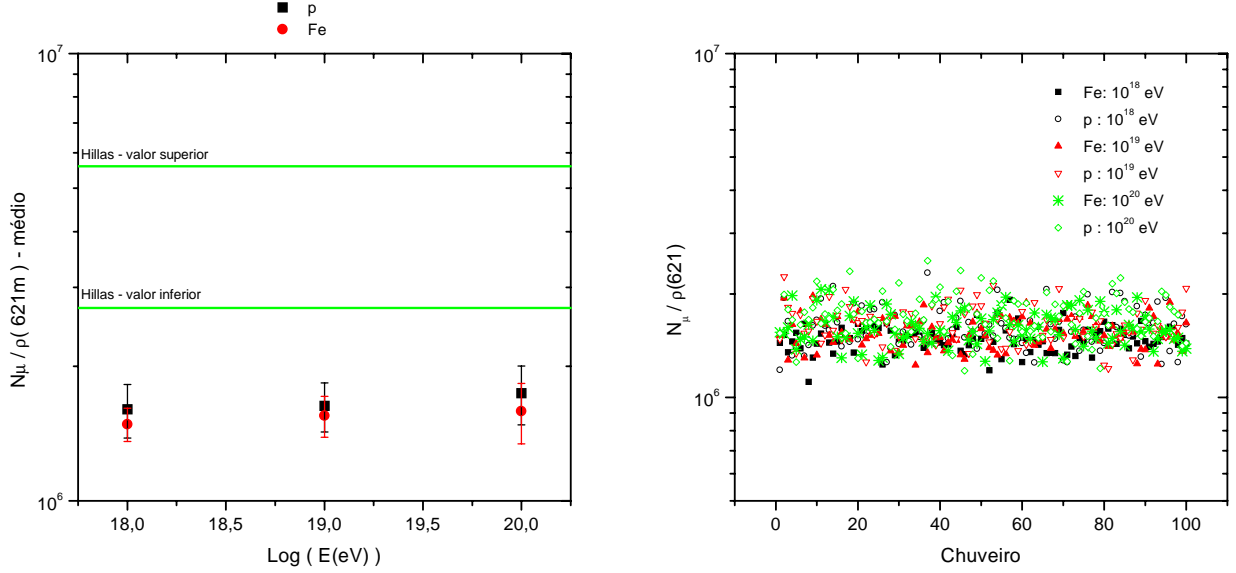


Figura 20: Razão entre o número total de múons na profundidade de detecção e a soma das densidades de múons, elétrons e fótons a 621 m do centro do chuveiro.

Na figura 20 apresento o comportamento médio desta razão<sup>7</sup> (esquerda) e os valores para cada chuveiro (direita) para os seis conjuntos de primários com  $\theta = 0^0$ . Podemos perceber que a razão entre  $N_\mu$  e  $\rho(621)$  simuladas neste projeto são um pouco menores que os valores calculados por Hillas.

A diferença entre nossos resultados e os valores de Hillas é completamente aceitável, pois, como já foi dito, a soma das densidades é proporcional ao sinal deixado por parte das partículas e não é proporcional a todo sinal a ser depositado nos tanques.

## 6.1 Correlação nos resultados da biblioteca de CAE em Chicago

Apresentaremos resultados para a correlação entre profundidade do máximo e sinal total nos detectores Čerenkov.

Na figura 21 estão mostrados os resultados da simulação do arranjo de tanques feita por C.L. Pryke para o OPA com uma biblioteca de 1.000 CAE, com energia entre  $10^{19} \text{eV}$  e  $10^{21} \text{eV}$ ,

<sup>7</sup>As barras de erro apresentadas são iguais ao desvio padrão.

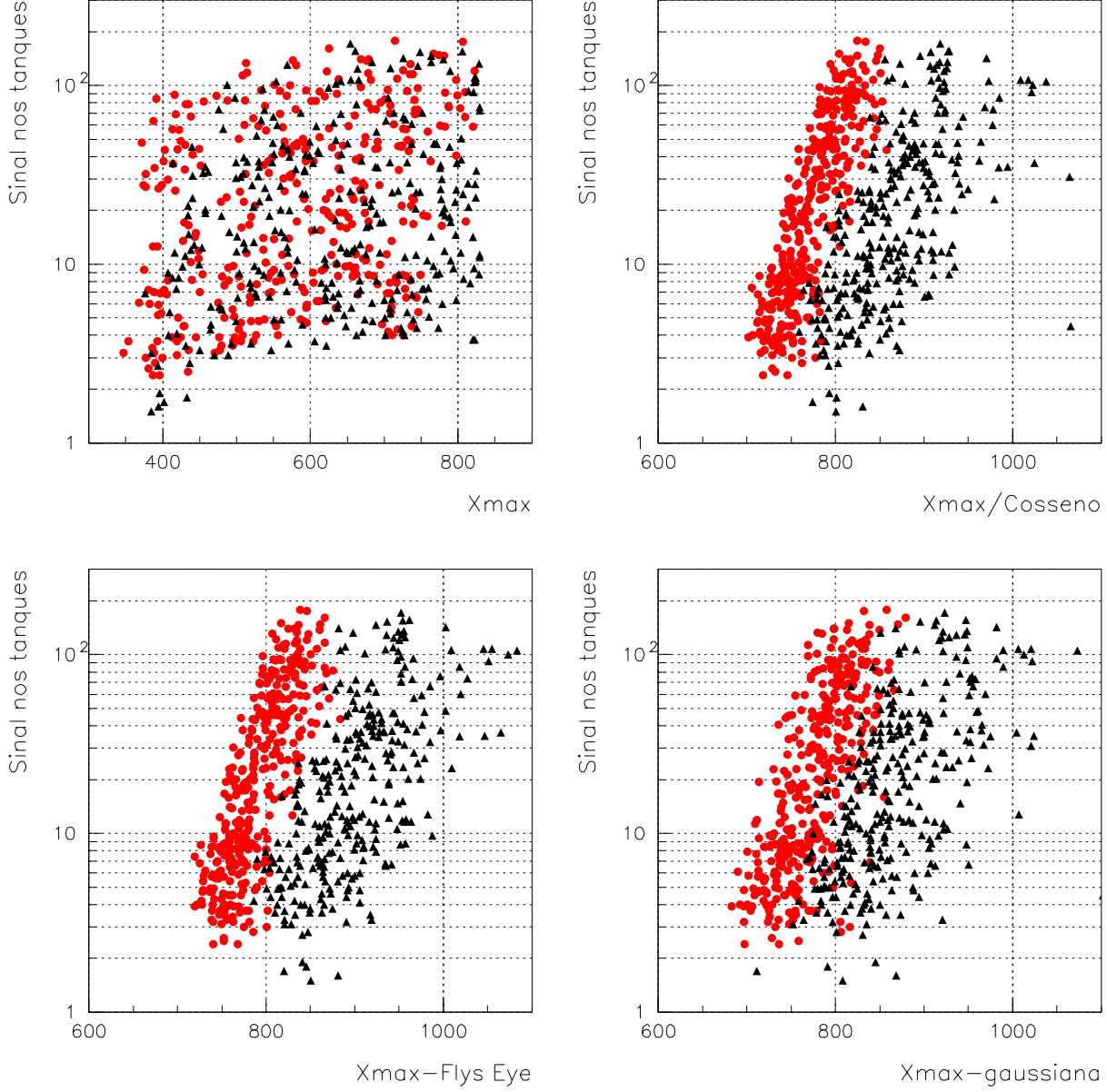


Figura 21: Sinal nos tanques,  $\rho(600m)$  ( $VEM/m^2$ ), em função da profundidade do máximo ( $g/cm^2$ ). A simulação do arranjo de tanques feita por C.L. Pryke para o OPA com uma biblioteca de 1.000 CAE, com energia entre  $10^{19}eV$  e  $10^{21}eV$ , simulados com o MOCCA com o valor para o fator de diluição igual a  $10^{-7}$ . Obs.: triângulos referem-se a CAE iniciados por prótons e círculos a CAE iniciados por núcleos de ferro.



simulados com o MOCCA com o valor para o fator de diluição igual a  $10^{-7}$ .

As características do tanque utilizadas nesta simulação são as mesmas descritas acima e são idênticas às recomendadas no Design Report do OPA [27].

Destes 1.000 CAE simulados, apenas 660 eventos foram reconstruídos pelo programa AGA-SIM. Tal eficiência, também, é reproduzida na simulação do arranjo de tanques efetuada nos conjuntos de 1.200 CAE simulados neste projeto de doutorado, como será mostrado na próxima seção.

Eu importei os resultados disponíveis pela internet e montei os gráficos, mostrados na figura 21. No gráfico superior esquerdo está colocado o sinal total dos tanques versus a profundidade do máximo. No superior direito o valor da profundidade do máximo foi dividido pelo cosseno do ângulo zenital. Para estimar a influência dos telescópios de luz de fluorescência foram introduzidos dois tipos de erros experimentais. No gráfico inferior esquerdo foi incluída a informação do telescópio do experimento Fly's Eye [29] de que um CAE iniciado por ferro após a simulação dos telescópios de luz de fluorescência tem sua profundidade do máximo aumentada de  $24g/cm^2$ , em média, enquanto, para um CAE iniciado por prótons este aumento é igual a  $12g/cm^2$ , em média. No gráfico inferior direito foi introduzido um erro médio gaussiano de  $15g/cm^2$  além das flutuações já inclusas.

É importante enfatizar que foram utilizados os valores do sinal total a ser depositado nos tanques, diferentemente dos resultados apresentados na seção 6.

Este tipo de gráfico pode ser utilizado pelo OPA para comparação dos resultados experimentais com os modelos de interação e algoritmos de simulação disponíveis nesta faixa de energia. Por exemplo, os resultados das simulações [46, 48] com o programa CORSIKA QGSjet indicam que o sinal médio em  $VEM/m^2$  será 40% maior comparado aos resultados das simulações com o programa MOCCA SIBYLL. No perfil do desenvolvimento longitudinal estes estudos indicam um maior mistura entre chuveiros iniciados por prótons e núcleos de ferro.

## 7 Simulação do arranjo de tanques

A simulação da detecção através dos tanques com água foi feita com a utilização do programa AGASIM (*AGAsa SIMulation*) [33] que foi utilizado por C.L. Pryke para uma análise dos dados do experimento Haverah Park em 1.996. Este programa foi, também, utilizado nas simulações do OPA contidas no *Design Report* [27] da colaboração.

Estes detectores consistem de tanques com água límpida que funcionam como radiadores de luz Čerenkov. Esta radiação é detectada por um conjunto de fotomultiplicadoras no topo dos tanques. O OPA escolheu utilizar tanques cilíndricos com  $10\text{ m}^2$  de área no topo ( $1,8\text{ m}$  de raio) e  $1,2\text{ m}$  de profundidade. Esta profundidade equivale a cerca de 3,5 comprimentos de radiação [36] da água, e é suficiente para absorver 85% da energia da componente eletromagnética a distâncias maiores que  $100\text{ m}$  do centro do chuveiro. Um valor maior, cerca de  $2\text{ m}$ , seria ideal para extrair informação sobre a composição química da componente muônica através da resposta de tempo das fotomultiplicadoras [33]. O valor  $1,2\text{ m}$ , para a profundidade do tanque, foi escolhido por razões práticas e porque permite uma comparação direta dos resultados do OPA com os dados do experimento Haverah Park.

A simulação do arranjo de tanques leva em consideração:

- os processos físicos de produção de pares e espalhamento Compton para os fótons;
- Bremsstrahlung, espalhamento múltiplo, perda de energia por ionização e emissão de radiação Čerenkov para os elétrons e múons;
- as características da emissão Čerenkov na água;
- as características do material do tanque: eficiência quântica do fotocátodo, refletividade interna e razão entre as reflexões especular e difusa;
- tipo e posicionamento das fotomultiplicadoras no tanque;

- proporcionalidade entre a área do tanque, a distância entre os tanques e a área total do experimento.

Cada passo do processo de simulação do conjunto de tanques pode ser monitorado por gráficos e alguns exemplos são mostrados nas figuras 22 e 23. Nestes exemplos foi simulada a detecção de 100 CAE iniciados por prótons com energia  $10^{20}eV$ , eventos estes de um dos doze conjuntos simulados com o MOCCA e mostrados na tabela 3.

Na figura 22 são mostrados gráficos para o controle dos parâmetros dos CAE que são analisados pelo programa GENSAMP. Especificamente são mostradas as distribuições da energia do primário, dos ângulos zenital e azimutal, e o mapa contendo os pontos de impacto no experimento sorteados para cada evento.

O programa AGASIM efetua a simulação da detecção de CAE da seguinte forma:

PASSO 1 - construção de uma matriz multidimensional com as partículas na profundidade de detecção: é utilizado o arquivo de saída de dados de CAE simulados pelo MOCCA com a lista dos múons, elétrons e fótons na profundidade do experimento e suas respectivas coordenadas de impacto, trajetória, energia, tempo de chegada e peso<sup>8</sup>. Cada partícula (conjunto, de fato) é projetada no plano perpendicular ao eixo do chuveiro, passando através do ponto central de impacto, e então incluída numa malha de 5 dimensões para obtenção da densidade do fluxo diferencial do número de partículas em cada intervalo de energia e tempo, para cada intervalo da distância ao centro do chuveiro para múons, elétrons e fótons. Existem, assim, 20 intervalos log em distância ao centro do chuveiro (10 por década de  $50m$  a  $5km$ ), 30 intervalos log no tempo (10 por década de  $0,01\mu s$  a  $10\mu s$ ) e 40 intervalos log na energia (5 por década de  $0,1MeV$  a  $10TeV$ ) totalizando 24.000 intervalos para cada partícula.

Este procedimento é feito para contornar o efeito da utilização da simulação diluída de Hillas, pois cada partícula que chega na profundidade de detecção equivale a um pacote de partículas que não foram transportadas através da atmosfera.

---

<sup>8</sup>Devido à utilização da simulação diluída, esta partícula representa um conjunto de partículas que foram desprezadas durante a simulação.

## Gensamp check plots

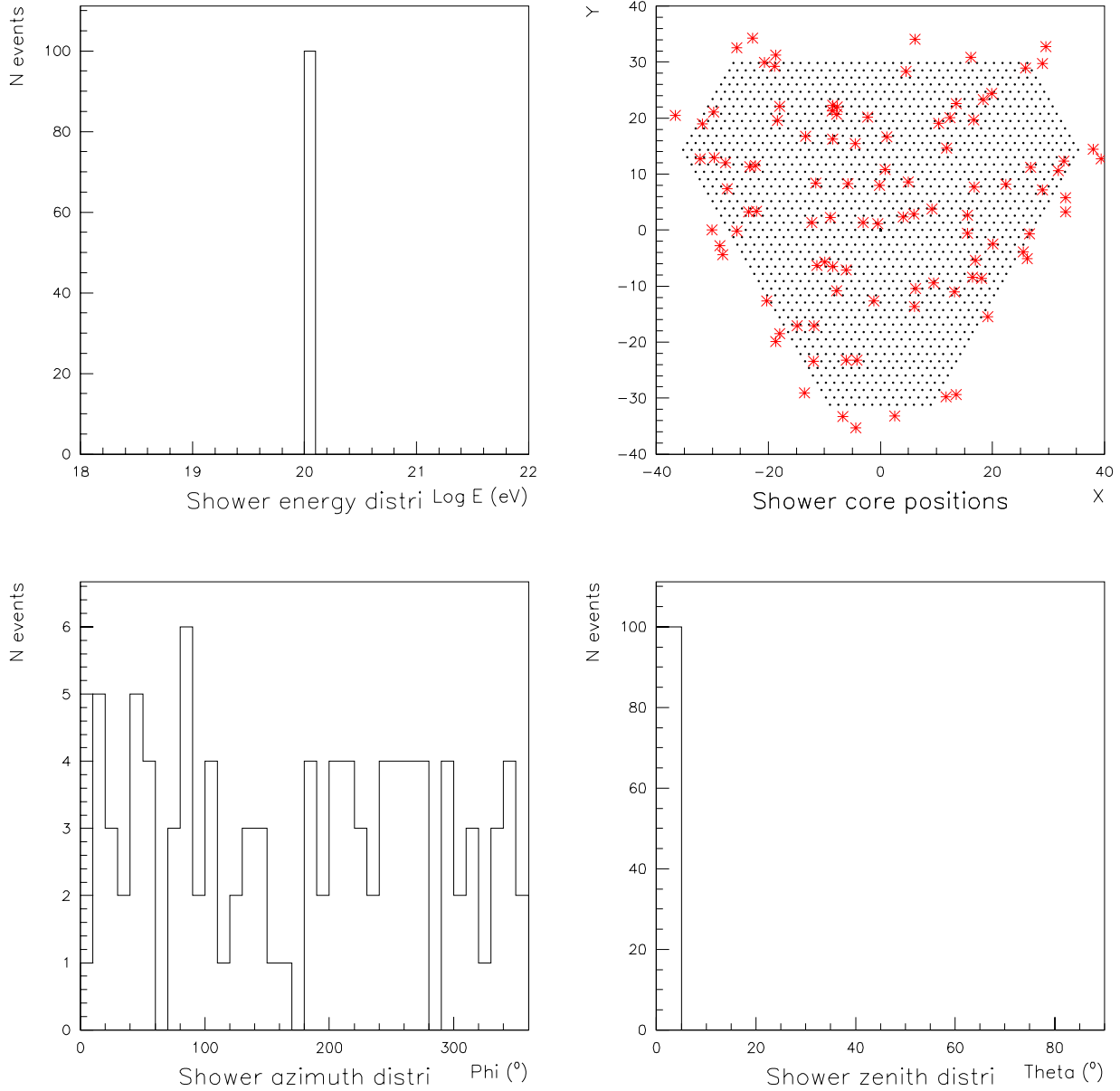


Figura 22: Gráficos obtidos após a utilização do programa GENSAMP, para controle dos parâmetros dos CAE que são analisados pelo conjunto de programas para a simulação do conjunto de tanques.

Infelizmente este procedimento diminui, também, as flutuações físicas que são resultados das variações da profundidade da primeira interação e do desenvolvimento do chuveiro. Além disso, assimetrias devidas aos efeitos geomagnéticos e, para chuveiros muito inclinados, a atenuação até o ponto de impacto do chuveiro são perdidas.

PASSO 2 - reamostragem pelo programa GENSAMP utilizando a matriz multidimensional construída no PASSO 1, para geração de uma lista contendo as partículas que atingem cada um dos tanques a uma distância máxima de  $5km$  do centro do chuveiro.

Primeiro, então, é sorteado um ponto de impacto e o CAE é projetado na área do experimento. Para cada detector (no OPA cerca de 1.600 tanques) é calculada a posição em relação ao ponto de impacto e são selecionados aqueles tanques que estão a menos de  $5km$  do centro do chuveiro.

A reamostragem é feita, então, para cada um dos tanques selecionados calculando-se a distância do tanque ao centro do chuveiro e, assim, em que intervalo em distância na matriz este tanque se localiza.

Sabendo-se o intervalo em distância, o cálculo da densidade de partículas no tanque é feito por uma interpolação entre a densidade no referido intervalo e a densidade no intervalo seguinte. Esta interpolação se caracteriza pelo cálculo das respectivas densidades em cada intervalo, ponderando pela distância do tanque ao centro de cada um dos dois intervalos.

A reamostragem é realizada, desta forma, para cada intervalo de tempo e energia.

Para cada intervalo de tempo é feito o cálculo da soma do número de partículas<sup>9</sup> em todos os intervalos de energia. A razão entre o número de partículas e a largura do intervalo de tempo é calculada. Esta razão é utilizada como limitadora do número máximo de partículas, e foi introduzida com a justificativa de controlar o tempo de CPU utilizado. O programa usa os valores 1 fóton (elétron) por  $\Delta t$  e 0,1 múons por  $\Delta t$  como padrão<sup>10</sup>. Se um valor maior que estes for gerado, um número reduzido de partículas será gerado e um peso será dado para

---

<sup>9</sup>densidade vezes a área do tanque, se for um chuveiro inclinado esta área é menor

<sup>10</sup>Não é o intervalo de tempo da malha. Por exemplo, o último intervalo de tempo na malha vai de  $10^{0,9} = 7,943$  a  $10^{1,0} = 10 \mu s$ . Então divide-se o número de partículas pelo  $\Delta t$  que é igual a  $\frac{1}{2,057} \mu s$ .

compensar as partículas desprezadas.

Este tipo de limitação é similar à técnica da simulação diluída de Hillas.

Verificada a necessidade do uso do peso no número das partículas, um novo somatório é iniciado para a amostragem das partículas em cada intervalo de tempo e energia.

Com o número de partículas calculado para o intervalo de tempo e energia, é introduzida uma flutuação<sup>11</sup> neste valor através do sorteio de um incremento gaussiano, se  $n > 10$  ou poissoniano, se  $n < 10$ . Assim, temos o número de partículas que chegaram no tanque num intervalo de tempo e energia.

Agora, é preciso sortear, para cada uma das  $n$  partículas, o tempo de chegada e a energia. Estes valores são calculados pelo sorteio de um valor de energia e de um tempo de chegada dentro dos respectivos intervalos da matriz multidimensional. Todos e quaisquer valores dentro destes intervalos são considerados igualmente prováveis.

Este processo é repetido para todos os intervalos de energia e, depois, para o próximo intervalo de tempo e para todos os seus intervalos de energia e, assim, sucessivamente para todos os intervalos de tempo de chegada e para todos os tanques selecionados a menos de  $5km$  do centro do chuveiro.

PASSO 3 - algoritmo DETSIM (*DETEctor SIMulation*) para cálculo do sinal de cada tipo de partícula para cada tanque: após a geração da lista de partículas que chegam em cada um dos tanques, é feita, então, a propagação e produção de luz Čerenkov de cada partícula<sup>12</sup> em cada tanque. Os fótons resultantes são seguidos até ou serem absorvidos na água, e/ou refletidos, e/ou chegarem às fotomultiplicadoras. Uma lista de fotoelétrons é gerada.

PASSO 4 - algoritmo ELECSIM (*ELEtronic SIMulation*) para cálculo do sinal pelo sistema FADC (*Flash Analogue To Digital Converter*) [27, 33]. Este algoritmo utiliza a listagem de fotoelétrons gerada no PASSO 3 e gera o traço simulado da saída da FADC para cada detector. A frente de chegada do chuveiro e a eletrônica de disparo são simuladas.

---

<sup>11</sup>Para compensar a minimização das flutuações físicas ocasionada pela utilização das técnicas de amostragem.

<sup>12</sup>Pacote de fato, devida a utilização da razão limitadora.

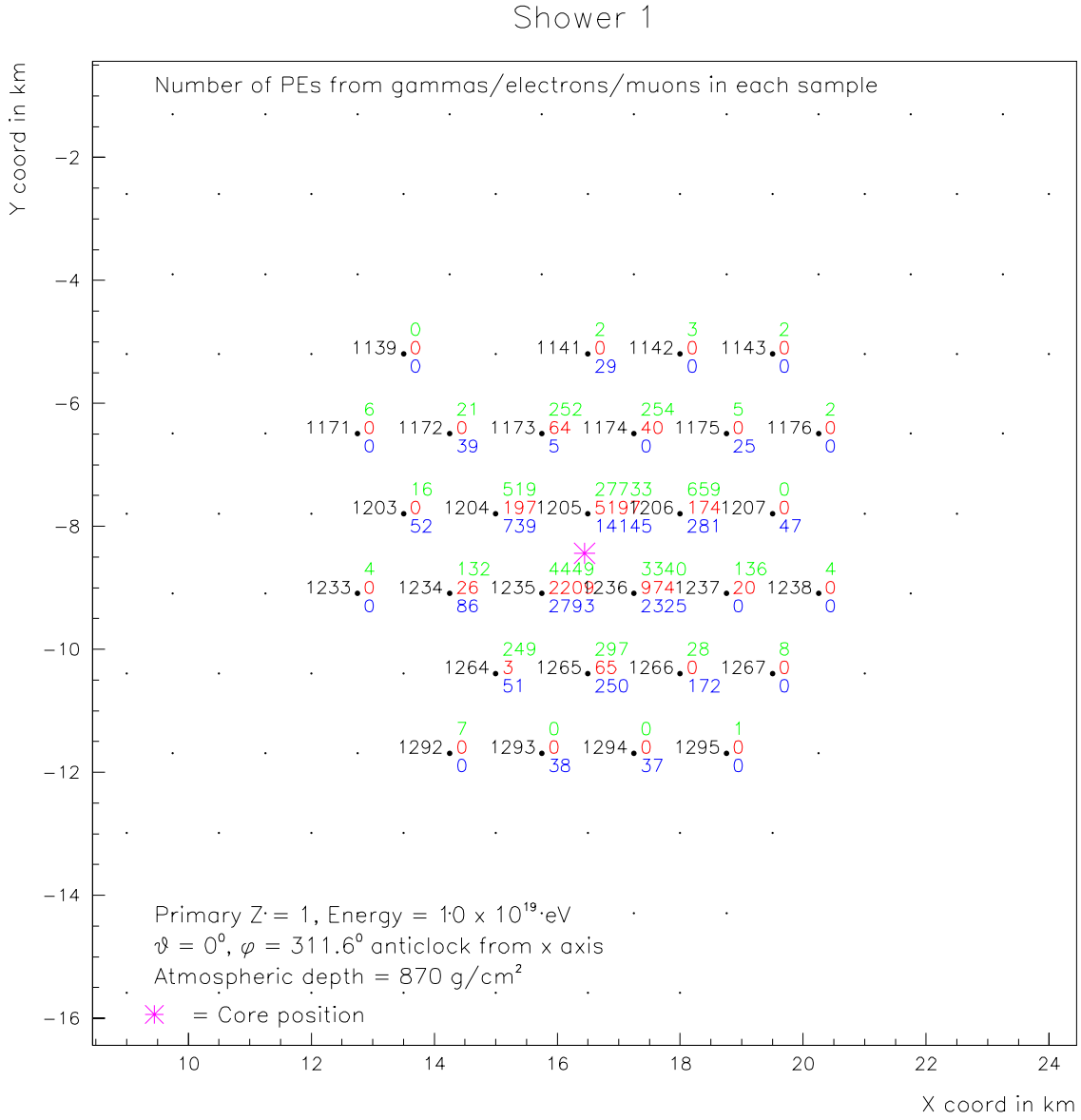


Figura 23: Mapa (para um evento específico) dos tanques atingidos por pelo menos uma partícula.

Na figura 23 é mostrado o mapa (para um evento específico) dos tanques atingidos por pelo menos uma partícula contendo o número de partículas de cada tipo (múons, elétrons e fótons) que atingiu os tanques e o respectivo número de identificação de cada tanque.

## 7.1 Estudo comparativo da detecção, pelo arranjo de tanques do OPA, entre $10^{18}$ eV e $10^{20}$ eV.

Estamos interessados em quantificar a influência das flutuações no fenômeno de CAE nos sinais medidos pelas fotomultiplicadoras dos tanques e, conseqüentemente, na reconstrução das características da partícula primária.

Neste estudo verificamos a dependência do sinal nos tanques a 600 e 1.000 *m* do centro do chuveiro com a energia do primário.

A reconstrução de CAE pelos detectores de superfície envolve o ajuste da FDL das densidades de partículas. A FDL ajustada aos dados do experimento Haverah Park é dada pela equação 2.

Foram estudadas as flutuações e as diferenças entre os sinais gerados por CAE iniciados por núcleos de ferro e prótons.

Fizemos uma comparação entre dois tipos de tanque: o primeiro com o revestimento interno do topo, a lateral e a base interna revestidos com *tyvek* e o segundo com o topo preto, a lateral e a base interna revestidos com *tyvek*.

O primeiro modelo foi originalmente escolhido [27] pela Colaboração. A utilização do tampo preto surgiu de uma idéia de C.L. Pryke para uma melhor calibração da energia [53, 54] pois, neste caso o sinal no tanque seria menos curto, limpo e sem a cauda.

Desta forma, fizemos ajustes dos dados gerados pelos 1.200 CAE simulados com o MOCCA à FDL apresentada na equação 2. A FDL ajustada aos dados do experimento Haverah Park por C. L. Pryke [33] é da forma:

$$\rho(R) = k \cdot R^{-(\eta + \frac{R}{R_0})}, R < 800m$$



$$\begin{aligned}
\rho(R) &= k \cdot R^{-(\eta + \frac{R}{R_0})} \cdot (\frac{R}{R_1})^\beta, R > 800m \\
\eta &= 3,49 - 1,29 \cdot \sec(\theta) + 0,165 \cdot \text{Log}(\frac{E}{10^{17}eV}) \\
R_0 &= 4000 \quad R_1 = 800 \quad \beta = 1,03
\end{aligned} \tag{18}$$

Foram testadas as modificações propostas no código do programa AGASIM para o parâmetro  $\eta$  conforme expressão abaixo:

$$\eta = 2,20 - 1,29 \cdot (\sec(\theta) - \frac{1018 - 870}{1018}) + 0,165 \cdot \text{Log}(\frac{E}{10^{17}eV}); \tag{19}$$

O valor de  $\eta$  calculado pela expressão 19 foi utilizado como semente para o início do ajuste. Os parâmetros  $\eta$  e  $k$  foram deixados livres. Os ajustes iniciais mostraram que a expressão representa bem a dependência do parâmetro  $\eta$  com a energia. A dependência com o ângulo zenital não foi testada, pois utilizamos apenas eventos verticais. Este procedimento evita a incerteza na medida do coeficiente de atenuação.

Feito isto, calculamos os parâmetros da expressão de calibração da energia na profundidade de detecção do OPA, semelhante à expressão utilizada no experimento Haverah Park, apresentada na equação 3.

Os ajustes foram realizados, independentemente, para cada evento do conjunto de 100 chuveiros simulados pelos tanques, até o estágio do disparo da eletrônica do sistema de detecção.

As simulações do arranjo de tanques mostraram que entre 60 a 65 % dos chuveiros pelo menos um tanque é acionado pela eletrônica. O método de ajuste utilizado foi o dos mínimos quadrados e foi realizado no aplicativo *PAW*.

A tabela 7 apresenta a comparação da calibração da energia para os dois tipos de revestimento interno do topo dos tanques utilizados. A expressão para o cálculo da energia é semelhante à utilizada no experimento Haverah Park, mostrada na equação 3, modificando apenas a constante de proporcionalidade. No caso do tanque com topo preto, o valor da constante é 12,75 com a calibração a 600 *m* do centro do chuveiro e 113,90 com a calibração a 1.000

$E_0$ (eV)	$E_c./E_0$ preto - $\Delta\text{Fe}/p$	$E_c./E_0$ tyvek - $\Delta\text{Fe}/p$	$E_c./E_0-1.000$ preto - $\Delta\text{Fe}/p$	$E_c./E_0-1.000$ tyvek - $\Delta\text{Fe}/p$
$10^{18}$ -p -Fe	1,144 (24%) 1,478 (15%) - 33%	1,146 (24%) 1,500 (14%) - 35%	1,250 (24%) 1,586 (16%) - 34%	1,230 (24%) 1,632 (14%) - 40%
$10^{19}$ -p -Fe	1 (17%) 1,286 (8%) - 29%	1 (17%) 1,300 (8%) - 30%	1 (16%) 1,278 (8%) - 28%	1 (16%) 1,289 (8%) - 29%
$10^{20}$ -p -Fe	0,813 (18%) 1,119 (10%) - 31%	0,797 (18%) 1,129 (9%) - 33%	0,801 (19%) 1,140 (10%) - 34%	0,723 (17%) 1,031 (9%) - 31%

Tabela 7: Calibração da energia pelo sinal nos tanques a 600  $m$  e a 1000  $m$  do centro do chuveiro utilizando os tanques com topo preto e de *tyvek*. Os números entre parênteses referem-se ao valor do desvio padrão da média do sinal utilizado para a calibração da energia. Os valores colocados, na linha de dados de núcleos de ferro, após os valores das flutuações entre parênteses, referem-se à porcentagem das diferenças dos valores de energia calculados para CAE iniciados por núcleos de ferro e prótons em relação a energia desejada ( $E_0$ ).

$m$  do centro do chuveiro. No caso do tanque com topo revestido por *tyvek* essa constante é, respectivamente, 5,13 e 45,83.

Na tabela 8 é mostrado o número mínimo e máximo de tanques com pelo menos uma partícula e o número de tanques disparados para os dois tipos de revestimento interno do topo dos tanques, preto e *tyvek*.

Estes resultados mostram enfaticamente a inviabilidade da utilização dos tanques com revestimento interno do topo preto, pois neste caso o número de tanques acionados será muito menor e a calibração da energia pouco pior, comparado com os resultados da simulação com a utilização do revestimento em *tyvek*.

$E_0$ (eV)	Selec.	Disp. (preto)	Disp. (tyvek)
$10^{19}$ p	[8,21]	[0,5] $\geq 4$ (10%)	[0,8] $\geq 4$ (92%)
Fe	[10,25]	[2,6] $\geq 5$ (4%)	[3,7] $\geq 5$ (83%)
$10^{20}$ p	[14,30]	[4,10] $\geq 9$ (20%)	[6,14] $\geq 9$ (91%)
Fe	[17,34]	[6,13] $\geq 11$ (11%)	[8,18] $\geq 11$ (84%)

Tabela 8: Número - [mínimo,máximo] - de tanques com pelo menos uma partícula e disparados utilizando tanques com revestimento interno de topo preto e com *tyvek*.

Topo preto – Rede tanques Auger – Topo tyvec

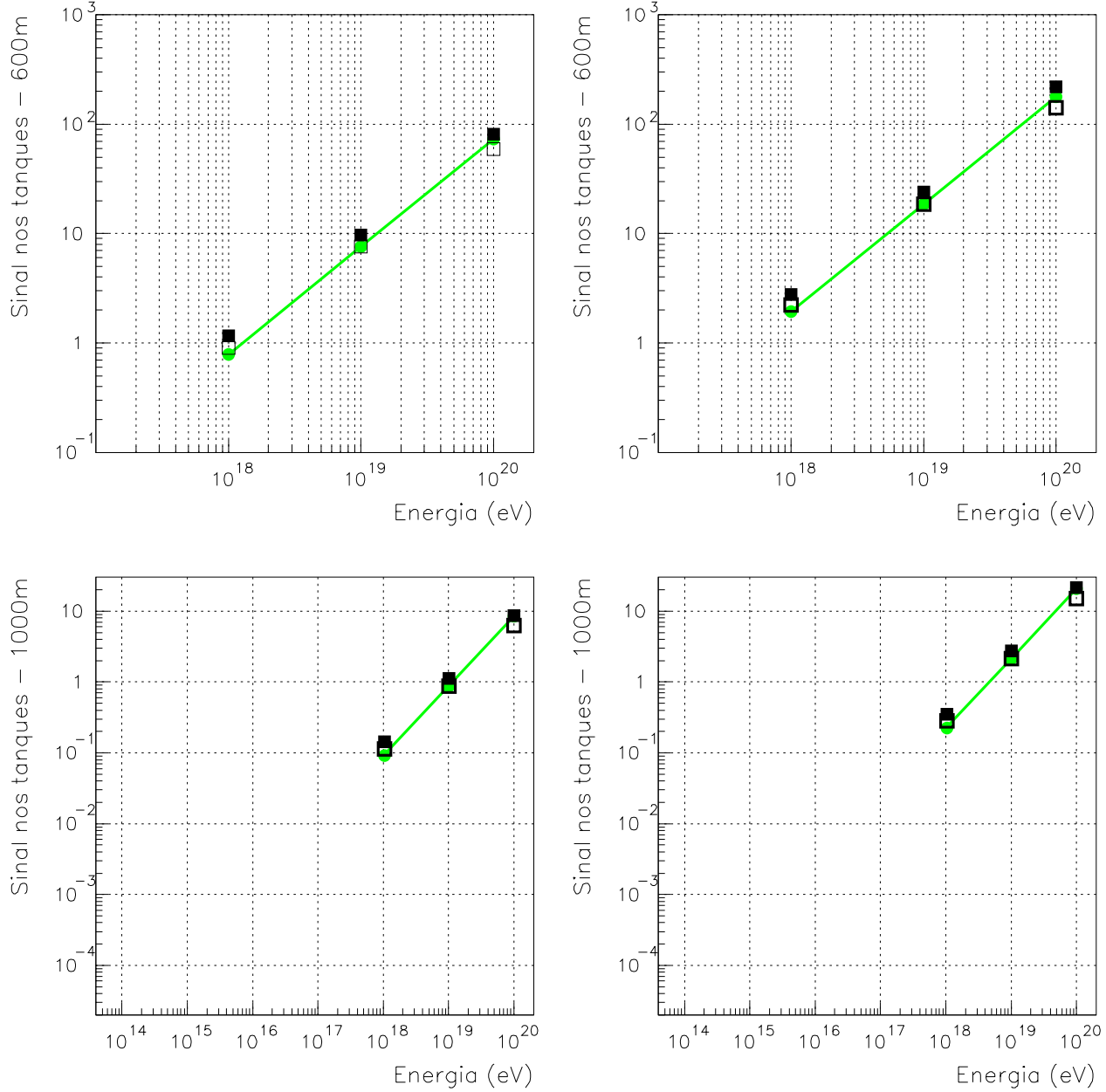


Figura 24: Sinais médios ajustados pelo número de múons equivalentes verticais nos tanques em função da energia do primário. Obs.: Pontos fechados indicam CAE iniciados por núcleos de ferro e abertos por prótons.

Na figura 24 são mostrados gráficos dos sinais médios ( $VEM/m^2$ ) ajustados pelo número de múons equivalentes verticais nos tanques em função da energia do primário.

Estes gráficos podem ser comparados com o gráfico apresentado na figura 4.10 na página 90 do *Design Report* [27] do OPA. Os valores do sinal médio nos tanques a 1.000  $m$  do centro do chuveiro apresentados nesta figura são muito próximos aos apresentados na figura 24.

As curvas de calibração são diferentes porque eu utilizei o valor médio do sinal para CAE iniciados por prótons com energia  $10^{19}eV$ , enquanto nos gráficos apresentados no *Design Report* a energia de calibração é igual a  $10^{14}eV$ .

## 8 Discussão dos Resultados e Conclusões

Estudamos o comportamento da densidade do número e da energia para elétrons, fótons e múons entre  $10^{18}$  e  $10^{20}$   $eV$  em função da distância ao centro do chuveiro.

Descrevemos neste estudo as principais características da distribuição lateral numérica e de energia dos elétrons, fótons e múons na profundidade de detecção do OPA ( $870g/cm^2$ ) no intervalo de energia  $10^{18}eV$  a  $10^{20}eV$ .

Estudamos, também, o comportamento da profundidade do máximo, do seu crescimento com a energia e de suas flutuações entre  $10^{18}$  e  $10^{20}$   $eV$ .

Estudamos as flutuações espúrias induzidas nos resultados pela técnica da simulação diluída.

Utilizamos dois trabalhos da Colaboração Auger [46, 48] comparativos, para os desenvolvimentos longitudinal e lateral, dos modelos de simulação de CAE na atmosfera MOCCA SIBYLL e CORSIKA QGSjet. Estes trabalhos nos permitiram fazer previsões sobre a continuidade dos estudos apresentados aqui.

Desenvolvemos um método baseado na correlação entre profundidade do máximo e sinal nos tanques com água que poderá permitir a estimativa da composição química. Este método e seus resultados foram apresentados [50] na última Conferência Internacional de Raios Cósmicos em Salt Lake City, Utah, nos Estados Unidos.

Este método pode ser utilizado para comparação dos resultados experimentais com os modelos de interação e algoritmos de simulação disponíveis nesta faixa de energia. Por exemplo, os resultados das simulações [46, 48] com o programa CORSIKA QGSjet indicam que o sinal médio em  $VEM/m^2$  será 40% maior comparado aos resultados das simulações com o programa MOCCA SIBYLL. No perfil do desenvolvimento longitudinal estes estudos indicam uma maior mistura entre chuveiros iniciados por prótons e núcleos de ferro.

Efetuamos a simulação da detecção de CAE através dos tanques com água utilizando o programa AGASIM (*AGAsa SIMulation*) [33]. Este programa foi utilizado nas simulações do OPA contidas no *Design Report* [27] da colaboração. Os resultados das simulações do

arranjo de tanques mostraram enfaticamente a inviabilidade da utilização dos tanques com revestimento interno do topo preto.

Testamos a parametrização utilizada no experimento Haverah Park, apresentada na equação 2, uma modificação no parâmetro  $\eta$ , apresentada na equação 19, e a expressão de calibração da energia na profundidade de detecção do OPA, semelhante à expressão utilizada no experimento Haverah Park, apresentada na equação 3.

## 8.1 Perspectivas para as simulações híbridas do Observatório Auger.

Nesta seção apresentarei uma proposta para a simulação híbrida do Observatório Auger a ser realizada pelo grupo brasileiro da Colaboração.

A simulação dos CAE deve ser feita com a utilização dos dois modelos de interação hadrônica disponíveis, QGSjet [47] e SIBYLL [37].

O programa AIRES [55], que é uma versão do programa MOCCA escrita em linguagem Fortran desenvolvida pelo grupo argentino da Colaboração Auger e o programa CORSIKA desenvolvido na Alemanha para o experimento KASCADE permitem a utilização destes dois modelos de interação hadrônica.

O programa CORSIKA tem duas vantagens em relação ao programa AIRES: a utilização do código GEISHA [39] para as interações hadrônicas de baixa energia e do código EGS4 [38] para as interações eletromagnéticas. A utilização destes códigos aumenta a precisão dos cálculos e do tempo de CPU utilizado.

O programa CORSIKA apresenta um inconveniente para as simulações aplicadas ao OPA, o limiar de energia dos múons é igual a 10  $MeV$ . No arranjo de detectores Čerenkov, este limiar é igual a 1  $MeV$ . Desta forma, o programa CORSIKA subestima o número de múons e conseqüentemente o sinal nos tanques.

O programa AIRES utiliza subrotinas desenvolvidas por A.M. Hillas que efetuam os cálculos com menor precisão comparados aos cálculos efetuados pelo GEISHA e pelo EGS4.

O programa AIRES, por sua vez, tem a vantagem de já ter implementado um algoritmo limitador da simulação diluída.

A simulação do arranjo de tanques necessita, então, de três ações complementares: a geração de uma biblioteca de chuveiros simulados pelos programas AIRES e CORSIKA e os modelos SIBYLL e QGSjet; a adaptação da leitura dos arquivos de saída destes programas pelo programa AGASIM e a inclusão do programa GEANT4 [56] no programa AGASIM. O programa GEANT é um pacote que efetua o transporte das partículas por uma determinada geometria e meio, neste caso, os tanques cilíndricos de água.

Para completar a simulação híbrida, é necessário adaptar o programa *FD\_Sim* [57], que é o código padrão do OPA para simulação da detecção de chuveiros pelos telescópios de luz de fluorescência. Este programa deverá fazer a leitura do número de partículas em função da profundidade atmosférica nos arquivos de saída dos geradores de CAE, os programas CORSIKA e AIRES. Este procedimento torna a simulação da detecção de chuveiros pelos telescópios de luz de fluorescência mais fiel ao fenômeno físico comparado ao procedimento tradicional adotado, que é o ajuste da função Gaisser-Hillas ao perfil do desenvolvimento longitudinal. Faz-se, ainda, necessário um estudo para minimizar as flutuações espúrias, evento a evento, no desenvolvimento longitudinal. Estas flutuações são mais efetivas nas primeiras profundidades atmosféricas, pois poucas interações ocorreram e porque a simulação diluída é realizada conservando a energia e não considerando o tipo de partícula.

## Referências

- [1] V.F. Hess. *Z. Phys.*, 12:998, 1911.
- [2] V.F. Hess. *Z. Phys.*, 13:1084, 1912.
- [3] J. Elster. *Z. Phys.*, 2:560, 1900.
- [4] H. Geitel. *Z. Phys.*, 2:160, 1900.
- [5] C.T.R. Wilson. *Proc. Phys. Soc.*, A 68:151, 1912.
- [6] H.L. Cook. *Phil. Mag.*, 6, 1903.
- [7] W. Kolhörster. *Z. Phys.*, 14:1153, 1913.
- [8] D. V. Skolbetzyn. *Z. Phys.*, 43:354, 1927.
- [9] W. Bothe and W. Kolhörster. *Naturwissenschaften*, 16:1044, 1928.
- [10] P. Auger et al. *Rev. Mod. Phys.*, 11:288, 1939.
- [11] JACEE Collaboration. *Nucl. Inst. Met. Phys. Res. A*, 251:38, 1986.
- [12] Y. Fukuda KAMIOKANDE Collaboration et al. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1683, 1996.
- [13] P. Anselmann et al. *Phys. Lett.*, B 285:390, 1992.
- [14] C. M. G. Lattes et al. *Phys. Reports*, 65:151, 1980.
- [15] G. Clark P. Bassi and B. Rossi. *Phys. Rev.*, 92:441, 1953.
- [16] J. Linsley and L. Scarsi. *Phys. Rev.*, 128:2384, 1962.
- [17] R. J. Reid M. A. Lawrence and A. A. Watson. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 17:733–757, 1991.



- [18] D. M. Edge et al. *J. Phys. A: Math., Nucl. Gen.*, 6, 1973.
- [19] R.G. Brownlee et al. *Can. J. Phys.*, 46:S259, 1968.
- [20] T.A. Egorov et al. Proceedings of the 12th International Cosmic Ray Conference. 6:2059, 1971.
- [21] N. Chiba et al. *Nucl. Inst. Met. Phys. Res. A*, 311:338, 1995.
- [22] T. Abu-Zaiad et al. Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference. 1999.
- [23] K. Greisen. *Phys. Rev. Lett.*, 16:748, 1966.
- [24] G. T. Zatsepin e V. A. Kuzmin. *JETP Let.*, 4:78, 1966.
- [25] J. Linsley. *Phys. Rev. Lett.*, 10:146, 1963.
- [26] D. J. Bird et al. *Astrophysical Journal*, 441:144, 1995.
- [27] Colaboração Auger. Design Report, 1997. <http://www.auger.org/>.
- [28] R. M. Baltrusaitis et al. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 240:410, 1985.
- [29] T.K. Gaisser et al. *Phys. Rev. D*, 47:1919, 1993.
- [30] P. Billoir e S. Dagoret-Campagne X. Bertou. Comunicação interna do OA, 1999. Submetido Astroparticle Physics.
- [31] P. Sokolski et al. *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 217(5):226, 1992.
- [32] T.K. Gaisser et al. *Rev. Mod. Phys.*, 50:859, 1978.
- [33] C. L. Pryke, 1996. Tese de Doutorado - Universidade de Leeds.
- [34] A. M. Hillas. Proceedings of the 12th International Cosmic Ray Conference. 3:1001, 1971.
- [35] K. Greisen. Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference. 2:609, 1965.

- [36] L.A. de Carvalho, 1996. Tese de Mestrado/IFGW-UNICAMP.
- [37] R.S. Fletcher et al. *Physical Review D*, 50:5710, 1994.
- [38] W.R. Nelson et al. *Stanford Linear Accelerator Center*, SLAC 265, 1985.
- [39] D. Heck et al. *FZKA 6019 (Forschungszentrum Karlsruhe)*, 1998.
- [40] A. M. Hillas. Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference. 8:193, 1981.
- [41] A. M. Hillas. *Nuclear Physics (Proc.Suppl.) B*, 52:29, 1997.
- [42] P. Lipari. *Astroparticle Physics*, 1:399, 1993.
- [43] T.K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [44] H. Bengtsson e T. Sjöstrand. *Comput. Phys. Commun.*, 46:43, 1987.
- [45] R.S. Fletcher et al. Proceedings of the 23th International Cosmic Ray Conference. 4:40, 1993.
- [46] C. L. Pryke. GAP NOTE 98 035, 1998. <http://www.auger.org/>.
- [47] N.N. Kalmykov et al. *Phys. At. Nucl.*, 56:3, 1993.
- [48] C. L. Pryke. GAP NOTE 98 036, 1998. <http://www.auger.org/>.
- [49] M. Nagano et al. astro-ph9912222, Dezembro 1999. Submetido à Elsevier Preprint.
- [50] L.A de Carvalho and C. Dobrigkeit. Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference. 1:426, 1999.
- [51] J. Cortina et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 23:1733, 1997.
- [52] W. Rhode et al. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 49:491, 1996.
- [53] C. L. Pryke. GAP NOTE 97 015, 1997. <http://www.auger.org/>.

- [54] F. Hasenbalg et al. GAP NOTE 97 023, 1997. <http://www.auger.org/>.
- [55] S. J. Sciutto. GAP NOTE 97 029, 1997. <http://www.auger.org/>.
- [56] Applications Software Group Computing and Networks Division of CERN, 2000. GEANT : Detector description and simulation tool.
- [57] H.M.J. Barbosa, 2000. Tese de Mestrado/IFGW-UNICAMP.